

Studien des externen Untergrunds eines Flüssig-Xenon-Detektors auf Tonnenskala zum Nachweis von dunkler Materie

Dissertation

zur

Erlangung der naturwissenschaftlichen Doktorwürde

(Dr. sc. nat.)

vorgelegt der

Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Universität Zürich

von

Marijke Haffke

aus

Deutschland

Promotionskomitee

Prof. Dr. Laura Baudis (Vorsitz)

Dr. Teresa Marrodan Undagoitia

Zürich 2010

Die vorliegende Dissertation wurde ermöglicht durch die



Zusammenfassung

Das Universum ist in seiner Struktur und seiner Entstehung noch nicht verstanden. Kosmologische Beobachtungen haben aber zu einem stimmigen Modell des Universums geführt, in dem der Großteil der Masse nicht in Form sichtbarer, baryonischer Materie vorliegt, sondern durch die sogenannte *dunkle Materie* ausgemacht wird. Einer der vielversprechendsten Kandidaten für dunkle Materie ist das **Weakly Interactive Massive Particle** (WIMP).

Das XENON-Experiment im Gran Sasso Untergrundlabor sucht nach den seltenen Wechselwirkungen dieser WIMPs mit baryonischer Materie bzw. mit Xenonkernen. Als nächste Stufe der XENON-Experimente ist XENON1T mit 2,4t flüssigem Xenon geplant. Für den Standort am Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) stehen die Optionen XENON1T im bestehenden Large Volume Detektor (LVD) zu betreiben oder eine Wasserabschirmung für das neue Experiment in Halle B zu bauen.

Um eine Entscheidung über den Standort anhand des dort vorhandenen natürlichen Gamma- und Neutronenuntergrundes zu treffen, wurden in der vorliegenden Arbeit Gamma- und Neutronenflußmessungen am LNGS durchgeführt. Der integrierte Gammafluß in der Energieregion von 8– 3000 keV im innersten Teil des LVD (LVD Core Facility) ist mit $(0.005 \pm 0.001) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ um einen Faktor 64 geringer als der integrierte Fluß in Halle B des LNGS mit $(0.32 \pm 0.02) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$. Eine obere Grenze für den Fluß der radiogenen Neutronen in der LVD Core Facility wurde zu $n_{\text{LVD}} < 3,9 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ bestimmt. Für den radiogenen Neutronenfluß in der Xenon Box (Nahe der Position des aktuell datennehmenden XENON100-Detektors) wurde ein Intervall zu $1,5 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} < n_{\text{Xenon Box}} < 4,6 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ bestimmt.

Mit Hilfe dieser Gamma- und Neutronenflüsse als Eingabeparameter wurden Monte Carlo Simulationen zur Bestimmung einer Schildgeometrie für beide Optionen am LNGS durchgeführt und Vorhersagen zu den erwarteten Raten für den externen Untergrund für XENON1T gemacht. In der LVD Core Facility wird bei Verwendung einer konventionellen Abschirmung aus 8 cm Blei und 45 cm Polyethylen ein Gamma-Untergrund von $(1,1 \pm 0.2) \cdot 10^{-6} \frac{SS}{\text{kg d keV}_{\text{NR}}}$ und ein Neutronenuntergrund von $0,016 \pm 0.002 \frac{SNR}{t \cdot a}$ für den für WIMP-Wechselwirkungen sensitiven Energiebereich 5 - 50 keV_{NR} erwartet. In Halle B erwartet man innerhalb einer 300 cm Wasserabschirmung einen Gamma-Untergrund von $(4,2 \pm 0.5) \cdot 10^{-6} \frac{SS}{\text{kg d keV}_{\text{NR}}}$ und ein Neutronenuntergrund von $< 0,002 \frac{SNR}{t \cdot a}$ für den Energiebereich 5 - 50 keV_{NR}. Der Untergrund von externen Quellen kann im sensitiven Volumen mit den bestimmten Abschirmungskonfigurationen um mehr als eine Größenordnung unter das geforderte Untergrundniveau für XENON1T reduziert werden.

Abstract

The structure of the universe is not completely understood. Cosmological observations have led to a concordance model of the universe in which most of the mass is neither baryonic nor visible, but given as so called *dark matter*. One of the most promising candidates for dark matter is the **W**eakly **I**nteractive **M**assive **P**article (WIMP).

The XENON experiment at the Gran Sasso Underground Laboratory seeks to directly detect WIMP interactions with baryonic matter, Xenon nuclei respectively. The next step of the XENON experiments will be XENON1T with 2.4t of liquid Xenon. For the location at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) there are two options for XENON1T. Either to build the detector in the inner most part of the existing Large Volume Detector (LVD Core Facility) or build a large watershield in Hall B for XENON1T.

To make a decision on the location based on the natural occurring gamma and neutron background, gamma and neutron flux measurements at LNGS were performed which will be described in this PhD Thesis. The integrated gamma flux in the range of 8– 3000 keV in the LVD Core Facility of $(0.005 \pm 0.001) \frac{1}{s \cdot cm^2}$ is a factor of 64 lower than the integrated gamma flux in hall B with $(0.32 \pm 0.02) \frac{1}{s \cdot cm^2}$. An upper limit on the radiogenic neutron flux in the LVD Core Facility was determined to be $n_{LVD} < 3,9 \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \cdot cm^2}$. For the radiogenic neutron flux in the Xenon Box (close to the actual data taking XENON100 detector) the range $1,5 \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \cdot cm^2} < n_{Xenon \ Box} < 4,6 \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \cdot cm^2}$ was determined.

Using these parameters, Monte Carlo Simulations were performed to define a shield geometry for both options at LNGS and a projection for the expected rates of external backgrounds for XENON1T were determined. In the LVD Core Facility with a conventional shield of 8 cm lead and 45 cm polyethylen a gamma background of $(1,1 \pm 0.2) \cdot 10^{-6} \frac{SS}{kg \cdot d \cdot keV_{NR}}$ and a neutron background of $0,016 \pm 0.002 \frac{SNR}{t \cdot a}$ are expected for the WIMP sensitive energy region of 5 - 50 keV_{NR}. Inside a 300 cm watershield in Hall B a gamma background of $(4,2 \pm 0.5) \cdot 10^{-6} \frac{SS}{kg \cdot d \cdot keV_{NR}}$ and a neutron background of $< 0,002 \frac{SNR}{t \cdot a}$ for the energy range of 5 - 50 keV_{NR} are expected. The background in the fiducial volume from external sources can be reduced to more than one order of magnitude below the background goal for XENON1T.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Dunkle Materie	3
2.1	Evidenz dunkler Materie	3
2.1.1	Galaktische Skala - Rotationskurven	4
2.1.2	Galaxienhaufen	6
2.1.3	Kosmologische Skala	6
2.2	Kandidaten für Dunkle Materie	7
2.3	Direkte Detektion	8
2.3.1	Wechselwirkungsraten	8
2.3.2	Wirkungsquerschnitt	10
2.3.3	Nuklearer Formfaktor	11
2.3.4	Experimente zum direkten Nachweis dunkler Materie	13
3	Direkte Detektion mit Flüssig-Xenon-Detektoren	15
3.1	Prinzip der XENON Experimente	15
3.1.1	Detektormedium	15
3.1.2	Aufbau	16
3.1.3	Funktionsweise	16
3.2	XENON10	19
3.2.1	Detektorbeschreibung	19
3.2.2	Resultate	20
3.3	XENON100	21
3.4	XENON1T	22
3.4.1	Lokalität	22
3.4.2	Design	28
3.4.3	Ziele	29
3.5	Untergrund und Schild	30
3.5.1	Untergrund	31
3.5.2	Schildmaterialien	34
3.5.3	Schildoptionen für XENON1T	37
4	Gamma- und Neutronenfluß Messungen am LNGS	39
4.1	3“ NaI-Gammamessungen	39
4.1.1	Quellen von Gammastrahlung	40

4.1.2	Das Prinzip der Gamma-Spektroskopie	49
4.1.3	Der 3“ NaI Detektors	54
4.1.4	Detektorcharakterisierung	56
4.1.5	Messungen am LNGS	67
4.1.6	Zusammenfassung der gemessenen Gamma-Aktivitäten	81
4.2	11“ NaI-Neutronenmessungen	82
4.2.1	Neutronenquellen	82
4.2.2	Neutronen-Wechselwirkungen	84
4.2.3	Der 11“ NaI Detektor	88
4.2.4	Detektorcharakterisierung	92
4.2.5	Messungen am LNGS	101
4.3	Zusammenfassung Untergrund im LNGS	105
5	Monte Carlo Vorhersagen zum erwarteten Untergrund für XENON1T107	
5.1	Blocksimulationen	109
5.1.1	Konventioneller Schild im LVD	110
5.1.2	Wasserschild in Halle B	113
5.2	Geant4 Geometrie für XENON1T	118
5.2.1	XENON1T im LVD	118
5.2.2	XENON1T in Halle B	119
5.3	Geant4 Monte Carlo Studie zum Gamma-Untergrund	120
5.3.1	XENON1T Gamma-Untergrund im LVD	121
5.3.2	XENON1T Gamma-Untergrund in Halle B	123
5.4	Geant4 Monte Carlo Studie zum Neutronenuntergrund	125
5.4.1	Radiogener Untergrund	125
5.4.2	Kosmogener Untergrund	129
5.5	Zusammenfassung zum erwarteten externen Untergrund für XENON1T133	
6	Zusammenfassung	135
	Danksagung	139
	Abbildungsverzeichnis	141
	Tabellenverzeichnis	145
	Literaturverzeichnis	149

Kapitel 1

Einleitung

Im zwanzigsten Jahrhundert wurde das Weltbild im Denken der Menschen mehr als einmal durch neue Entdeckungen von grundauf erschüttert. Gerade Albert Einsteins legendär gewordene Relativitätstheorie rückte die Physik stark ins allgemeine Interesse. In den 1920er und 30er Jahren wurden auf dem Gebiet der Teilchenphysik bahnbrechende neue Entdeckungen gemacht, in der modernen Kosmologie stieß man auf ein Rätsel „fehlender“ Materie im Universum.

Heute fast 100 Jahre später ist der Nachweis dieser dunklen Materie, deren Existenz man sich sicher ist, noch immer nicht gelungen. Doch durch den technischen und theoretischen Fortschritt steht die Menschheit kurz davor dieses Rätsel zu lösen.

Eines der vielversprechendsten und bisher erfolgreichsten Experimente zum direkten Nachweis der dunklen Materie ist das XENON Experiment im Gran Sasso Untergrundlabor in Italien. Im XENON Experiment soll die Wechselwirkung von einem Kandidaten für dunkle Materie Teilchen, den **Weakly Interactive Massive Particles**, über elastische Streuung an den Atomkernen des Xenons nachgewiesen werden. In der ersten Phase des Experimentes mit 22 kg flüssigem Xenon wurde eindrucksvoll die Funktionsweise der Technologie erwiesen. Die zweite Phase mit 170 kg nimmt zur Zeit Daten am Gran Sasso Untergrundlabor. Die nächste Stufe, ein Experiment auf Tonnenskala, XENON1T soll im gesamten eine Masse von 2,4 t haben. Mit dieser Stufe des Experimentes, das eine Sensitivität bis zu einem Wirkungsquerschnitt für spin-unabhängige Wechselwirkungen von $\sigma^{SI} \sim 5 \times 10^{-47} \text{cm}^2$ erreichen wird, wird nahezu der vollständige Bereich der theoretischen Vorhersagen für WIMP-Wechselwirkungen abgedeckt. Der Beginn dieser Stufe des Experimentes wird mit großem Interesse erwartet.

Um ein Projekt dieser Größe zu realisieren, muß eine große Anzahl an Anforderungen erfüllt sein. Da es sich um ein Niedrigzählratenexperiment handelt ist der im Untergrundlabor vorhandene natürliche Gamma- und Neutronenuntergrund ein wichtiges Kriterium bei der Auswahl des Standortes. Das Labor in dem XENON1T betrieben werden soll ist noch nicht endgültig ausgewählt.

In der vorliegenden Arbeit wurde für die Option, XENON1T am Gran Sasso

Untergrundlabor zu betreiben, der Gamma- und Neutronenuntergrund dort untersucht und eine Monte Carlo Simulation zur Abschätzung der aus dem externen Untergrund resultierenden Rate im XENON1T Detektor durchgeführt.

Für das Laboratori Nazionale del Gran Sasso (LNGS) sind keine Publikationen mit präzisen Gammfluß Messungen vorhanden, so daß die hier mit einem 3“ NaI-Detektor bestimmten Gammflüsse (an verschiedenen Positionen im Labor) für nahezu alle Niedrigzählratenexperimente am LNGS von großem Interesse sind. Der mit Hilfe eines 11“ NaI-Detektors gemessene Neutronenfluß stimmt mit der Literatur überein.

Die gemessenen Gamma- und Neutronenflüsse in der innersten Region des Large Volume Detektors (der LVD Core Facility) und der Halle B, den beiden Standortoptionen für XENON1T am LNGS, wurden als Eingabeparameter für die Monte Carlo Simulationen zur Bestimmung der erwarteten Rate im XENON1T Detektor verwendet. Mit Hilfe der Simulationen wurde eine optimale Schildgeometrie ermittelt, mit der der externe Untergrund am LNGS um mehr als eine Größenordnung unter das geforderte Untergrundniveau für XENON1T reduziert werden kann. Es wurde mit Simulationen gezeigt, daß unter Verwendung der hier bestimmten Schildgeometrien, der XENON1T Detektor an beiden Standortoptionen am LNGS betrieben werden kann.

Die Dissertation ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen zur Existenz der dunklen Materie, Kandidaten für dunkle Materie und das Prinzip der direkten Detektion diskutiert.

In Kapitel 3 wird die direkte Detektion mittels Flüssig-Xenon-Detektoren beschrieben und die Ergebnisse bzw. der Status der einzelnen Phasen der XENON-Experimente vorgestellt, sowie die Option für einen Flüssig-Xenon-Detektor auf Tonnenskala (XENON1T) am Laboratori Nazionale del Gran Sasso erläutert. Die physikalischen Grundlagen von externem Gamma- und Neutronenuntergrund und die Möglichkeiten diesen abzuschirmen werden hier ebenfalls diskutiert.

In Kapitel 4 werden die Messungen des Gamma- und Neutronenflusses mit NaI-Detektoren an unterschiedlichen Positionen im LNGS vorgestellt.

Die Monte Carlo Simulationen zum externen Untergrund für XENON1T und die daraus ermittelten Schildgeometrien werden in Kapitel 5 diskutiert. Hier wird eine aus dem externen Untergrund zu erwartende Rate im XENON1T abgeschätzt.

Kapitel 2

Dunkle Materie

Bereits im Jahr 1933 machte der Physiker Fritz Zwicky eine Beobachtung, die als die Geburtsstunde der dunklen Materie gilt. Er untersuchte den Coma-Galaxienhaufen [Zwi37]. Zwicky wendete als erster das Virialtheorem auf einen Galaxienhaufen an, wobei er feststellte, daß die Masse der sichtbaren Materie bei weitem nicht ausreicht, um eine gravitative Bindung der Galaxien dieses Clusters zu gewährleisten. Anhand der äußeren Galaxien schätzte er die Gesamtmasse des Galaxienhaufens auf das 400-fache der Masse der sichtbaren Materie. Er postulierte eine neue, unsichtbare Art von Materie, deren Masse den Galaxienhaufen zusammenhält. Diese historische Entdeckung hat seitdem durch zahlreiche Beobachtungen und theoretische Arbeiten ein Fundament erhalten, der direkte Nachweis konnte aber bisher noch nicht gelingen. In den folgenden Kapiteln wird die Natur der Dunklen Materie, Kandidaten der dunklen Materie und die Suche nach ihr beschrieben.

2.1 Evidenz dunkler Materie

Gemäß dem heutigen Wissensstand besteht unser Universum aus 5% sichtbarer Materie, 22% dunkle Materie und 73% dunkle Energie. Mit dunkler Materie bezeichnet man in der Kosmologie eine Form von Materie, die so wenig optische Strahlung aussendet oder reflektiert, dass sie nicht direkt beobachtbar ist. Dunkle Materie zeigt sich durch ihre gravitative Wechselwirkung mit sichtbarer Materie.

Die indirekten Nachweismethoden versuchen die Existenz dunkler Materie über ihre Auswirkung auf ihre Umgebung nachzuweisen. In diesem Kapitel wird die Evidenz dunkler Materie auf drei Skalen, von der Galaxie über den Galaxien-Haufen und bis zur kosmologischen Skala beschrieben.

2.1.1 Galaktische Skala - Rotationskurven

In den 60er Jahren hat Vera Rubin mit Hilfe der Rotverschiebung von Spektrallinien die Umlaufgeschwindigkeit von Sternen in Spiralgalaxien untersucht [RF70]. Die Newtonsche Mechanik ergibt folgenden Zusammenhang für die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Radius:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}} \quad (2.1)$$

wobei M_r die Masse innerhalb der Bahn mit Radius r ist. Wegen der zylinder- bzw. kugelsymmetrischen Anordnung der Sterne werden die Kräfte der aussenliegenden Massen gerade kompensiert. Nimmt man für die zentrale Verdichtung ein kugelförmiges Gebilde mit konstanter Dichte ρ an, so erhält man für M_r

$$M_r = \rho \cdot V_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (2.2)$$

Eingesetzt in Gleichung (2.1) erhält man somit für den innersten Teil einer Galaxie eine Rotationskurve von

$$v(r) \propto r \quad (2.3)$$

Betrachtet man den Bereich ausserhalb der Galaxie, so entspricht M_r der Gesamtmasse der Galaxie M_{gal} . Folglich gilt

$$v(r) \propto r^{-1/2}, \quad (2.4)$$

da $M_r = M_{gal}$ ist. Jedoch haben Messungen der Rotationskurven von Spiralgalaxien (siehe Abbildung 2.1) gezeigt, dass für große Radien r die Rotationskurve

$$v(r) = \textit{konstant} \quad (2.5)$$

ist, was gleichbedeutend ist mit

$$M_r \propto r \quad (2.6)$$

Es muss also eine grosse Masse geben, die optisch nicht in Erscheinung tritt und linear mit dem Galaxienradius wächst. Aus dem gemessenen Geschwindigkeitsprofil kann ein Dichteprofil berechnet werden:

$$\rho_r \propto \frac{1}{r^2} \quad (2.7)$$

So ein Dichteprofil kann durch Halos¹ aus dunkler Materie erklärt werden, die sich weit über die sichtbaren Bereiche der Galaxien hinaus erstrecken. In Abbildung 2.1 ist eine Rotationskurve der Galaxie NGC 6503 zu sehen sowie die einzelnen Komponenten der Geschwindigkeitsverteilung.

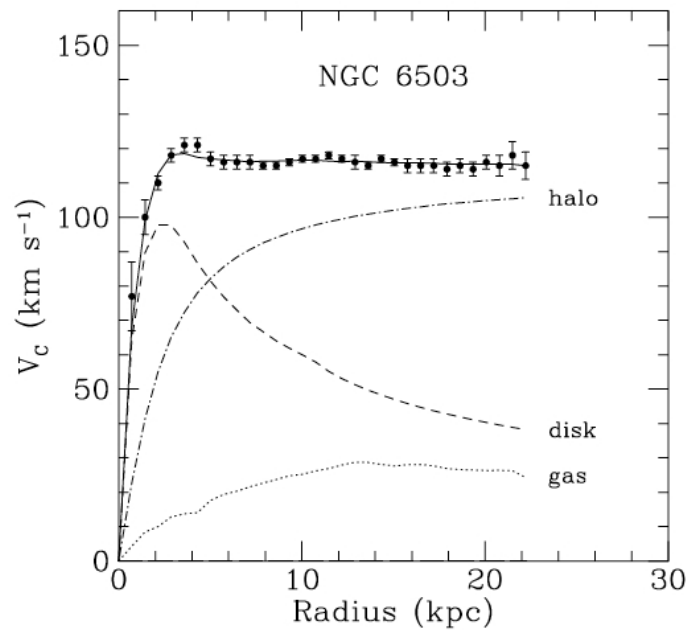


Abbildung 2.1: Die Rotationskurve von Galaxie NGC 6503 [BBS91], gezeigt wird die Zusammensetzung von der Materiescheibe und dem Gas. Die gemessenen Werte (Datenpunkte) verlangen einen zusätzlichen Beitrag von einem nicht-lumineszenten Halo.

¹Halos sind nahezu kugelförmige Bereiche um eine Galaxie. Sie erstrecken sich weit über die leuchtenden Materiescheiben hinaus und sind nur von alten Sternen und kleinen Sternhaufen bevölkert.

2.1.2 Galaxienhaufen

Auf der Skala von Galaxienhaufen gibt es mehrere Nachweismethoden von denen die zwei überzeugendsten Hinweise auf dunkle Materie im folgenden vorgestellt werden.

Gravitationslinsen

Mit Hilfe des Hubble-Teleskops wurde der Galaxienhaufen Abell 370 beobachtet und über den starken und den schwachen Gravitationslinseneffekte eine ringförmige, strukturierte Verteilung unsichtbarer Masse entdeckt (der *Einstein Ring*). Die mit dieser Methode bestimmte Masse hat einen höheren Wert als durch die Leuchtkraft zu erwarten wäre. Abbildung 2.2 zeigt den Gravitationslinseneffekt des Clusters Abell 370.

Kollision von Galaxienhaufen

Ein aktueller und sehr überzeugender Nachweis dunkler Materie ist mit der Untersuchung des Bullet-Galaxienhaufens gelungen [C⁺06]. Hier kollidieren zwei Galaxienhaufen. Eine Beobachtung dieses Objekts im Röntgenbereich zeigt das heiße baryonische Gas, welches bei der Kollision der beiden Cluster zurückgeblieben ist. Sterne bleiben von einer Kollision der Galaxienhaufen relativ unbeeinflusst. Eine Analyse der Massenverteilung der beiden Galaxienhaufen über den Gravitationslinseneffekt zeigt, dass ein Großteil der Masse der beiden Galaxienhaufen von Teilchen getragen wird, die nahezu wechselwirkungsfrei durcheinander geflogen sind und das Kollisionsgebiet verlassen haben. In Abbildung 2.2 (rechts) wird eine Montage aus Röntgeaufnahmen und Gravitationslinsenmessungen gezeigt.

2.1.3 Kosmologische Skala

Aus der Vermessung der Anisotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung ergibt sich, dass zum Zeitpunkt der Entkoppelung der elektromagnetischen Strahlung das Universum auch auf kleinen Skalen relativ homogen war [S⁺07]. Untersucht wurde desweiteren, ob aus kleinen Dichteschwankungen der heute sichtbare und sehr strukturierte Kosmos allein durch Gravitationswechselwirkung entstehen kann. Eine Bestätigung der Strukturbildungsvorgänge aus initialen Dichteschwankungen konnte erbracht werden. Unter Ausschluss der Annahme massiver kalter dunkler Materie ist die Entstehung von Strukturen, wie sie im Kosmos beobachtet werden können, ein Prozeß, der wesentlich länger dauern würde, als die ca. 13,7 Milliarden Jahre, die unserem Universum zur Verfügung standen.

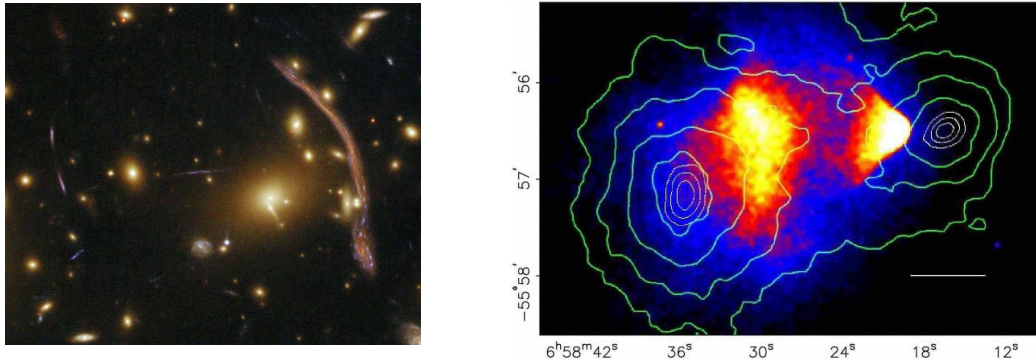


Abbildung 2.2: Links: Der Gravitationslinseneffekt am Beispiel des Galaxienhaufens Abell 370 [Lab09]. Die leuchtend gelben Galaxien verteilt über das ganze Feld sind Teil des Linseneffektes des Clusters, der die vielen verzerrten Bilder des rot-blauen Untergrunds der Galaxie produziert. Rechts: Eine Montage aus Röntgeaufnahmen und Gravitationslinsenmessungen des Bullet-Galaxienhaufens [C⁺06]. Die Farbaufnahme spiegelt die Verteilung des heißen Gases wieder, die Linien zeigen die Massenverteilung an.

2.2 Kandidaten für Dunkle Materie

In diesem Abschnitt werden die vielversprechendsten Kandidaten für die oben motivierte dunkle Materie beschrieben.

MACHOs

Der Begriff steht für **M**Assive **C**ompact **H**alo **O**bject, die aus baryonischer Materie bestehen. Hierzu werden Planeten, braune Zwerge, erloschene Sterne, kleine schwarze Löcher und auch Neutronensterne gezählt. Über den Mikrogravitationslinseneffekt kann dieser Teil der dunklen Materie beobachtet werden: Wenn solche Objekte Sterne passieren, ändert sich deren Helligkeit und die Masse der MACHOs kann dadurch abgeschätzt werden. Die Existenz dieses Kandidaten für dunkle Materie ist nachgewiesen, allerdings können MACHOs (oder baryonische dunkle Materie im Allgemeinen) maximal 5% der gesamten dunklen Materie stellen [B⁺96].

Axionen

Mit dem Wissen, daß der Hauptteil der dunklen Materie im Universum nicht-baryonisch, elektrisch neutral und stabil ist, bleiben zwei favorisierte Kandidaten für dunkle Materie übrig. Ursprünglich wurde das Axion postuliert um das starke

CP Problem zu lösen [Kim87]. Das Axion ist ein Pseudo-Nambu-Goldstein Boson, das aus der hypothetischen Peccei-Quinn Symmetrie resultiert [PQ77a,PQ77b]. Die dynamische Interpretation des Peccei-Quinn Mechanismus löst das starke CP Problem. Für die Masse des Axions gilt:

$$m_a \sim 6\mu\text{eV} \left(\frac{10^{12}\text{GeV}}{f_a} \right). \quad (2.8)$$

Hier ist f_a die Energieskala auf der die Peccei-Quinn Symmetrie gebrochen ist.

WIMPs

Das WIMP (**W**eakly **I**nteracting **M**assive **P**article) resultiert aus der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (SM) der Elementarteilchenphysik. Für jedes Elementarteilchen des SM wird ein supersymmetrischer Partner vorgeschlagen, dessen Spin jeweils um $1/2$ verschoben ist. Da diese Superpartner weder in der Natur beobachtbar sind, noch in Teilchenbeschleunigerexperimenten erzeugt wurden, müssen die Massen der Superpartner viel größer sein als die der bekannten Teilchen. Das leichteste stabile Teilchen der Supersymmetrie (LSP), das Neutralino, ist der vielversprechendste Kandidat für kalte massive dunkle Materie [JKG96]. Im nächsten Abschnitt wird die Suche nach WIMP dunkler Materie beschrieben.

2.3 Direkte Detektion

Bei dem Versuch dunkle Materie direkt zu detektieren, sind aufwendige Experimente nötig, die für die extrem seltene gesuchte Wechselwirkung optimale Bedingungen bietet. Es ist also von Vorteil, bereits vor der Durchführung einige Annahmen über die zu erwartende Rate an Wechselwirkungen von WIMPs mit dem aktiven Medium eines Detektors zu machen. Mit einigen Standardannahmen, wie sie in [LS96] vorgestellt werden, wird im Folgenden die Berechnung der zu erwartenden Wechselwirkungsrate durchgeführt, der erwartete Wirkungsquerschnitt berechnet und am Ende einige aktuelle Experimente zur Direkten Detektion dunkler Materie vorgestellt.

2.3.1 Wechselwirkungsraten

Für den Fall eines Detektors, der in der Galaxie stationär ist, ist ein abfallendes Energiespektrum ohne besondere Merkmale der Form

$$\frac{dr}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (2.9)$$

zu erwarten. Hier ist R die Ereignisrate pro Einheitsmasse, R_0 die totale Ereignisrate, E_R die Kernrückstoßenergie, E_0 die wahrscheinlichste kinetische Energie des einfallenden Teilchens und r ein Faktor der Form $r = \frac{4M_\chi M_T}{(M_\chi + M_T)^2}$. M_T ist die Masse des Zielnukleus (Target) und M_χ entspricht der Masse des einfallenden WIMPs. Tatsächlich wird die beobachtete Ereignisrate von Faktoren wie der Bewegung der Erde um die Sonne sowie der Bewegung der Sonne in der Galaxie beeinflusst. Zudem ist sie abhängig von der mit der Energie variierenden Effizienz des Detektors bezüglich der Nachweisreaktion, dem Auflösungsvermögen des Detektors, sowie der Energieschwelle, ab der der Detektor Ereignisse verzeichnen kann. Daher wird eine beobachtete Ereignisrate von

$$\left. \frac{dr}{dE_R} \right|_{obs} = R_0 S(E) F^2(E) I \quad (2.10)$$

angenommen. $S(E)$ ist eine Spektralfunktion, die die oben beschriebenen Effekte einbezieht, $F^2(E)$ die Korrektur bezüglich des Formfaktors für das verwendete Detektionsmedium und I eine Funktion, die die potentielle Spinabhängigkeit der Nachweiswechselwirkung beachtet. Für die differentielle Ereignisrate pro Einheitsmasse gilt

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn \quad (2.11)$$

mit der Avogadrokonstante N_0 , der atomaren Masse A des Zielnukleus und dem Wirkungsquerschnitt σ , sowie

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3\mathbf{v} \quad (2.12)$$

als differentielle Teilchendichte mit der Geschwindigkeitsverteilung $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$, der Geschwindigkeit der WIMPs \mathbf{v} und der Geschwindigkeit der Erde relativ zur dunklen Materie \mathbf{v}_E , n_0 der mittleren Teilchendichte und der Normierungskonstante k . Für den Grenzfall, dass der Impulsübertrag gegen Null geht, kann ein konstanter Wirkungsquerschnitt $\sigma = \sigma_0$ angenommen werden und somit gilt für Gleichung (2.11):

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn = \frac{N_0}{A} \sigma_0 n_0 \langle v \rangle \quad (2.13)$$

Wird ein WIMP an einem Zielnukleus gestreut, wird im Schwerpunktsystem die Rückstoßenergie

$$E_R = E \cdot r \frac{(1 - \cos(\Theta))}{2} \quad (2.14)$$

übertragen, mit dem bereits zu Anfang erwähnten kinematischen Faktor r , dem Streuwinkel Θ und der Einfallenergie $E = \frac{1}{2} M_\chi v^2$. Mit Gleichung (2.14) und den

typischen Kollisionsgeschwindigkeiten der Größenordnung 10^2 km s^{-1} und WIMP-Massen im Bereich $10 - 1000 \text{ GeV}/c^2$ kann bereits ein grober Energiebereich von $10 - 100 \text{ keV}$ für Kernstöße angegeben werden. Für die differentielle Ereignisrate gilt

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{E_R} dR(E) = \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \quad (2.15)$$

Durch jahreszeitliche Modulationen erwartet man eine Schwankung der Ereignisrate von ca. 3% [LS96]. Ist der Detektor in der Lage, die Richtung, aus der das detektierte Teilchen einfällt, zu bestimmen, kann eine Asymmetrie der Teilchenraten aus der „Vorwärtsrichtung“ und der „Rückwärtsrichtung“ gegen die galaktischen Rotationsgeschwindigkeit genutzt werden, um mit einer kleineren Ereigniszahl ein WIMP-Signal festzustellen [Bau06].

Die Einheiten, in denen Ereignisraten üblicherweise angegeben werden, sind dru , iru und tru :

$$dru = \frac{\text{Ereignisse}}{\text{kg Tag keV}} \quad (2.16)$$

$$iru = \left[\frac{\text{Ereignisse}}{\text{kg Tag}} \right]_{E_{min}}^{E_{max}} \quad (2.17)$$

$$tru = \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Tag kg}} \quad (2.18)$$

dru ist die differentielle Rate, normiert auf die Laufzeit des Detektors in Tagen und die Masse des aktiven Detektormediums. iru und tru dagegen sind über die Energie integrierte Raten, wobei tru für eine über den ganzen Energiebereich integrierte differentielle Rate steht, während iru einer Integration über einen ausgewählten Energiebereich entspricht.

Die tatsächlichen zu erwartenden Ereignisraten hängen vom Detektor und der Art des WIMP-Kandidaten ab und betragen ca. 10^{-6} bis 10 tru [Bau06].

2.3.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ_0 gibt die Kopplung der WIMPs an normale Materie an. Die folgenden Betrachtungen basieren auf [TGG⁺00]. Der konstante Wirkungsquerschnitt gilt im Grenzfall eines verschwindenden Impulsübertrags $q = \sqrt{2M_T E_R}$ und wird durch

$$\sigma_0 = 4G_F^2 \mu_N^2 C_N \quad (2.19)$$

beschrieben. G_F ist die Fermi-Kopplungskonstante, μ_N die reduzierte Masse des WIMP-Nukleus- Systems und C_N eine dimensionslose Größe, die die Eigenschaften

des verwendeten Modells einbezieht. Für C_N gilt im Fall spinunabhängiger (SI) Wechselwirkungen:

$$C_N^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \quad (2.20)$$

wobei f_n und f_p die Kopplungskonstanten von WIMPs an Neutronen und Protonen sind. Eine vereinfachende Annahme für den Fall von Majorana-WIMPs, ist der Zusammenhang $f_p \approx f_n$. Daraus folgt:

$$C_N^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} (f_n A)^2 \quad (2.21)$$

Um eine Vergleichbarkeit zu anderen Experimenten herzustellen, kann der Wirkungsquerschnitt für eine WIMP-Neutron- oder WIMP-Proton-Wechselwirkung angegeben werden. Aus den oben angegebenen Gleichungen folgt eine auf den WIMP-Proton-Wirkungsquerschnitt normierte Grenze von

$$\sigma_p^{SI} = \sigma_0 \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \frac{1}{A^2} \quad (2.22)$$

mit den reduzierten Massen μ_p für das WIMP-Neutron- und μ_A für das WIMP-Zielnukleus-System.

Im Fall spinabhängiger Wechselwirkungen (SD) ist der Wirkungsquerschnitt komplexer:

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_0 \frac{\mu_n^2}{\mu_N^2} \frac{(\Lambda_{Z,p}^2 J(J+1))_p}{(\Lambda_{Z,N}^2 J(J+1))_N} = \sigma_0 \frac{\mu_n^2}{\mu_N^2} \frac{0,75}{(\Lambda_{Z,N}^2 J(J+1))_N} \quad (2.23)$$

(bezogen auf ein Proton) mit

$$\Lambda = \frac{1}{J} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)$$

Hier sind a_p und a_n , die vom WIMP-Modell abhängigen WIMP-Proton- und WIMP-Neutron-Kopplungskonstanten, $\langle S_{p,n} \rangle$ der Erwartungswerten der Protonen- und Neutronenspins und J ist der Kernspin.

2.3.3 Nuklearer Formfaktor

Der Formfaktor $F(qr_e/\hbar)$ berücksichtigt den Fall, daß die dem Impulsübertrag q entsprechende Wellenlänge $\frac{\hbar}{q}$ von der Größenordnung des Kerndurchmessers ist und damit der Wirkungsquerschnitt mit q abfällt. Für σ gilt

$$\sigma = \sigma_0 F^2(qr_e) \quad (2.24)$$

hier ist r_e der effektive Kernradius, σ_0 trägt die modellabhängigen Teilcheneigenschaften und $F(qr_e)$ ist dimensionslos und enthält die Abhängigkeit des Gesamtwirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag. Da q proportional zu $\sqrt{M_T}$ ist, fällt die Wellenlänge mit der Masse des Zielkerns ab und die Korrektur wird schon bei kleineren Impulsüberträgen benötigt.

Der Formfaktor ist in erster Näherung die Fouriertransformierte der Verteilung von Streuzentren $\rho(r)$:

$$F(qr_e) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \quad (2.25)$$

Bei einer Vollkugel als Verteilungsfunktion erhält man für den spinunabhängigen Formfaktor

$$F^{SI}(qr_e) = \frac{\sin(qr_e)}{qr_e}. \quad (2.26)$$

Bei spinabhängiger Wechselwirkung dagegen wird angenommen, daß die Wechselwirkung mit einem Nukleon stattfindet und als Verteilungsfunktion für die Streuzentren wird eine Kugelschale diskutiert. Daraus ergibt sich der Formfaktor für spinabhängige Wechselwirkungen zu

$$F^{SD}(qr_e) = 3 \frac{\sin(qr_e) - qr_e \cos(qr_e)}{(qr_e)^3}. \quad (2.27)$$

Detektorspezifische Korrekturen

Da in den bisherigen Ausführungen von einem idealen Detektor ausgegangen wurde, müssen für reale Detektoren einige Korrekturen diskutiert werden. Für reale Detektoren müssen die Effizienz der Detektion für verschiedene Arten ionisierender Strahlung (γ, α, n), die endliche Energieauflösung, die Zusammensetzung des Detektormediums (z.B. verschiedene Isotope) und die Energieschwellen bei der Detektion berücksichtigt werden. Der erste Punkt gilt insbesondere für Ionisations- und Szintillationsdetektoren. Diese Detektoren reagieren unterschiedlich auf Kernstöße und Elektronenstöße. Das führt bei gleicher Energiedeposition im Detektor zu unterschiedlichen gemessenen Rückstoßenergien. Diese verschiedenen Effizienzen können über einen Faktor der relativen Effizienz f_Q (quenching factor) einbezogen werden:

$$f_Q = \frac{E_R}{E_\gamma} \quad (2.28)$$

Der Faktor kann über Kalibrationsmessungen mit Gammaquellen und Neutronenquellen bestimmt werden. Für die differentielle Rate gilt

$$\frac{dR}{dE_R} = f_Q \left(1 + \frac{E_R}{f_Q} \frac{df_Q}{dE_R} \right) \frac{dR}{dE_\gamma}. \quad (2.29)$$

Das Verhalten von f_Q ist ab ca. 60keV mit der Energie konstant, darunter variiert es mit der Energie. Für den konstanten Bereich gilt

$$\frac{dR}{dE_R} = f_Q \frac{dR}{dE_\gamma}. \quad (2.30)$$

Die Zusammensetzung des Detektormediums aus verschiedenen Isotopen resultiert in unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten, Kernspins und Formfaktoren, die massenanteilig eingerechnet werden müssen.

Da die Energieauflösung eines realen Detektors endlich ist, gilt für die differentielle Ereignisrate

$$\frac{dR}{dE_\nu} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \frac{1}{\Delta E} \frac{dR}{dE'_\nu} e^{-\frac{(E_\nu - E'_\nu)^2}{(2\Delta E^2)}} dE'_\nu. \quad (2.31)$$

mit der Energieauflösung ΔE . Diese ist energieabhängig und im gaußschen Fall gilt $\Delta E \propto \sqrt{E}$. Für exaktere Auflösungsfunktionen muss auf detektorspezifische Eigenheiten eingegangen werden. Die Annahme einer Gaußschen Auflösung ist für hohe Energien angemessen, aber im unteren Energiebereich kann das Signal aus nur wenigen Photonen/Elektronen bestehen, was die Anwendung der Poissonstatistik nötig macht. In diesem Fall wird oft eine Energieschwelle gesetzt, ab der Ereignisse verzeichnet werden, wodurch im unteren Energiebereich die Detektoreffizienz verringert wird. Die Energieschwelle muss bei der Integration der Ratengleichungen berücksichtigt werden.

2.3.4 Experimente zum direkten Nachweis dunkler Materie

Ein direkter Nachweis dunkler Materie ist auf Grund ihrer Natur eine Herausforderung. Die Experimente mit Ziel eines direkten Nachweises versuchen Teilchen der dunklen Materie durch direkte Wechselwirkungen in einem Detektor zu beobachten. Da diese Teilchen extrem niedrige Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten mit baryonischer Materie haben, ist die zu erwartende Anzahl von Detektionsereignisse extrem gering. Somit muß nicht nur der Detektionsmechanismus an die theoretischen Eigenschaften der gesuchten Teilchen angepaßt werden, sondern das Experiment muß in einer Umgebung mit niedriger Strahlungsbelastung stattfinden. Quellen solcher Strahlung sind z.B. kosmische Strahlungsschauer, instabile Isotope in der Umgebung und nicht zuletzt die Detektorkomponenten selbst. Der Einfluß der kosmischen Strahlung kann dadurch gemildert werden, dass die Experimente in Untergrundlaboren durchgeführt werden. Der niedrige Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung dunkler Materie mit baryonischer Materie erfordert auch eine möglichst große Masse des Detektormediums, da die Nachweisrate linear mit der Masse skaliert.

Es gibt drei Arten deponierte Energie in dunkle Materie Detektoren zu messen, durch die Deposition von

- Licht,

- Ladung,
- und/oder Phononen.

Es existieren verschiedene Möglichkeiten diese Arten zu kombinieren. Einige Experimente beschränken sich auf eine Art der Energiedeposition (Single-Phase) wie zum Beispiel DAMA/LIBRA [B⁺10] und XMASS [Suz08], viele andere nutzen zwei Arten der Energiedeposition (Dual-Phase). Ein führendes Dual-Phase-Experiment ist CDMS, ein Halbleiterdetektor aus Germanium und Silizium in der Soudan Mine in Minnesota [C⁺01]. Neben diesen Halbleiterdetektoren sind Edelgasdetektoren von großer Bedeutung. Eines der führenden Experimente weltweit dieser Kategorie ist das XENON Experiment am LNGS. Im folgenden Kapitel wird auf dieses im Detail eingegangen. Eine allgemeine Übersicht über die aktuellen dunkle Materie Experimente gibt [Gai04].

Kapitel 3

Direkte Detektion mit Flüssig-Xenon-Detektoren

Der Xenon-Detektor ist ein WIMP-Detektor, der dunkle Materie über Stöße von WIMPs mit Xenon-Kernen nachweisen soll. Es gibt, wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, mehrere Methoden, im Detektor deponierte Energie nachzuweisen. Generell zeichnen sich die Detektoren der neuen Generation, wie auch die XENON Experimente, durch eine Technik aus, die zwei Nachweismethoden verwendet, um den Vorteil eines Diskriminationskriteriums zu nutzen, anhand dessen Kernstöße und Elektronenstöße unterschieden werden können. Letztere treten sehr häufig auf, wogegen WIMPs (aber auch Neutronen) über relativ seltene elastische Kernstöße nachweisbar sein sollten. In den folgenden Kapiteln wird der Aufbau und die prinzipielle Funktionsweise des Xenon-Detektors vorgestellt, der sich der Messung der Ionisationsladung und des Szintillationslichtes bedient.

3.1 Prinzip der XENON Experimente

Im folgenden werden die grundsätzlichen Eigenschaften im Aufbau und der Funktionsweise der XENON Experimente vorgestellt.

3.1.1 Detektormedium

Das Detektormedium der XENON Experimente ist flüssiges Xenon. Auf Grund der Eigenschaften dunkler Materie empfiehlt es sich, einen Detektor mit möglichst hoher Masse des Detektormediums zu bauen, um die Nachweisrate zu steigern. Das in diesem Detektor verwendete flüssige Xenon hat eine Dichte von ca. $2,75 \text{ g/cm}^3$, was eine kompakte Bauweise bei hoher Masse des aktiven Mediums ermöglicht. Andererseits ist eine hohe Massenzahl günstig für den Nachweis spinunabhängiger Wechselwir-

kungen. Dies wird durch Gleichung (2.22) deutlich. Bei höherer Massenzahl läßt sich eine niedrigere obere Schranke für den Wirkungsquerschnitt σ_p^{SI} angeben. Xenon hat einen nennenswerten Anteil an Isotopen mit effektivem Kernspin, der von Null verschieden ist. Dies ermöglicht eine Untersuchung spinabhängiger Wechselwirkungen. Ein weiterer Vorteil ist die geringe Energieschwelle für Kernstöße, da die zu erwartenden Rückstoßenergien im Bereich einiger keV liegen. Zudem weist Xenon neben einem hohen Bremsvermögen ebenfalls gute Ionisations- und Szintillationseigenschaften auf [A⁺05]: die Lebensdauer der angeregten Zustände ist relativ kurz (einige ns), was Xenon zu einem der schnellsten Szintillatoren macht. Im Vergleich zu anderen Edelgasen, wie z.B. Argon läßt sich Xenon relativ einfach reinigen. Eine Reinigung des Xenons ist nötig, um Krypton als Strahlungsquelle zu entfernen und elektronegative Verunreinigungen herauszufiltern, damit die mittlere freie Weglänge von Ionisationselektronen groß gegen die Detektorabmessungen wird.

3.1.2 Aufbau

Der Xenon-Detektor besteht aus einem zylindrischen Gefäß (dem Kryostaten) an dessen oberen und unteren Ende jeweils PMTs (Photomultiplier Tubes) angebracht sind. Zwischen den beiden PMT-Feldern befinden sich Drahtgitter, an denen ein starkes homogenes elektrisches Feld angelegt wird. Um die Homogenität zu gewährleisten, werden Kupferringe als Feldformer angebracht, die mit Abstandhaltern aus Teflon ausgerichtet werden [Bis08]. Im Wandzwischenraum des doppelwandigen Kryostaten herrscht Vakuum und seine Kühlung erfolgt mit Hilfe eines Pulsröhrenkühlers (PTR)¹, der sich oberhalb des Detektors befindet. Die Gasphase des Xenon befindet sich an den oberen PMTs über dem flüssigen Xenon mit dem der Innenraum des Kryostaten gefüllt ist.

Der hier beschriebene Aufbau bildet eine Zeitprojektionskammer oder TPC (Time Projection Chamber), deren Funktionsweise im folgenden Abschnitt erläutert wird.

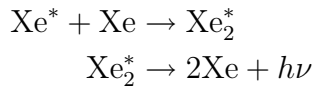
3.1.3 Funktionsweise

Die Technik der Xenon-Detektoren als TPCs basiert darauf, sowohl die Ionisationsladung, als auch das Szintillationslicht zu messen, daß bei der Wechselwirkung ionisierende Strahlung mit dem Detektormedium entsteht. Je nach Art und Energie der Strahlung, sieht die Wechselwirkung im Detail unterschiedlich aus. So stoßen Neutronen über die starke Wechselwirkung elastisch oder inelastisch mit Xenon-Kernen und verursachen Kernrückstöße. Im Fall inelastischer Stöße werden die Kerne zusätzlich angeregt und fallen unter Gammaemission in den Grundzustand zurück. Gammaquanten dagegen wechselwirken vornehmlich mit den Hüllenelektronen über

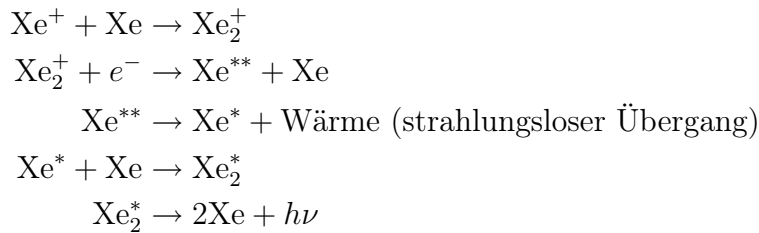
¹Ein Pulsröhrenkühler ist eine Kältemaschine, die auf dem Prinzip des Sterlingmotors basiert. Auf Grund fehlender Reibung sind extrem tiefe Temperaturen von bis zu 1,3 K möglich.

Comptonstreuung, Paarproduktion und den photoelektrischen Effekt. Diese Vorgänge werden in Kapitel 4 genauer erläutert. Die Szintillationsprozesse in flüssigem Xenon werden im Folgenden diskutiert, die Darstellung folgt [A⁺05].

Passiert ein ionisierendes Teilchen den Detektor, laufen die folgenden Prozesse ab: Prozess 1:



Prozess 2:



Einerseits werden direkt Ion-Elektron-Paare erzeugt, andererseits werden Xenonatome angeregt und bilden zusammen mit weiteren Xenonatomen Excimere². Der erste angeregte Zustand des Excimers hat eine endlich Lebensdauer von 4,3 ns (Singulett), bzw. 22 ns (Triplett) und zerfällt unter Emission eines UV-Photons der Wellenlänge 178 nm in den antbindenden Grundzustand [J⁺65]. Da Teflon im UV-Bereich eine hohe Reflektivität aufweist, eignet es sich besonders gut als Abstandhalter, da es die Lichtausbeute des Detektors steigert. Bei der Rekombination von Ion-Elektron-Paaren finden Szintillationsprozesse statt, daher hat die Rekombinationsrate direkten Einfluss auf die Szintillationsrate.

Das primäre Szintillationslicht aus der Abregung der Excimere wird im Folgenden S1 genannt.

Wie bei der Beschreibung des Detektoraufbaus erläutert, liegt ein starkes elektrisches Feld (im $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ -Bereich) im Detektor an. Das Feld unterbindet zum Teil die Rekombination von Elektron-Ion-Paaren und leitet die Elektronen (auch die aus direkter Ionisation) entlang des Feldes zum oberen Teil des Detektors hin. Die Stärke des elektrischen Feldes hat Einfluss auf das Verhältnis von Szintillationslicht zu Ladungsausbeute. Mit steigendem Feld sinkt die Rekombinationsrate und somit die Intensität des primären Szintillationslichtes, wogegen die Ladungsausbeute steigt. An der oberen PMT-Anordnung liegt ein weiteres starkes elektrisches Feld an, mit dessen Hilfe die Ionisationselektronen aus der flüssigen Phase in die gasförmige Phase extrahiert werden. Dabei wird sekundäres Szintillationslicht erzeugt. Dies wird

²Es handelt sich dabei um ein kurzlebige Teilchen, das aus zwei oder mehreren zusammenhängenden Atomen besteht. Die Besonderheit gegenüber einem Molekül besteht darin, dass das Excimer nur gebildet werden kann, wenn ein Bindungspartner sich in einem angeregten Zustand befindet. Verliert dieses Teilchen Energie, trennen sich die Bindungspartner und kehren in den Grundzustand zurück. Im Grundzustand haben die vormaligen Bindungspartner eine abstoßende Wirkung aufeinander.

wiederum von den PMTs aufgenommen und ergibt das zweite Signal (S2). Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen beträgt (je nach angelegtem Feld) ca. $2\text{mm}/\mu\text{s}$ und die Diffusion in der Ebene senkrecht zur Driftrichtung ist vernachlässigbar klein. So kann die Driftzeit, die zwischen S1 und S2 liegt, in eine z -Koordinate umrechnen werden und aus der Verteilung des Proportionallichts (S2) auf die einzelnen PMTs kann mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern die (x,y) -Position bestimmt werden. Eine Positionsrekonstruktion aus S1 gelingt nicht, da das Primärlicht räumlich isotrop ist.

Da die verschiedenen ionisierenden Teilchen unterschiedlich mit Xenon wechselwirken, ist das Verhältnis von Szintillationslicht zu Ladung (und somit auch zum sekundären Szintillationslicht) teilchenspezifisch. So produzieren Neutronen in erster Linie Kernstöße und somit Excimere, wodurch viel primäres Szintillationslicht erzeugt wird. Gammaquanten dagegen erzeugen hauptsächlich Ion-Elektron-Paare. Das hat eine hohe Ladungsausbeute zur Folge. Diese Tatsache bietet ein sehr gutes Diskriminationskriterium, anhand dessen die wechselwirkenden Teilchen unterschieden werden können. So ist das S2/S1-Verhältnis von Neutronen kleiner als das von Gammaquanten. Dies ist in Abbildung 3.1 exemplarisch für einzelne Gamma- bzw. Neutronenereignisse dargestellt.

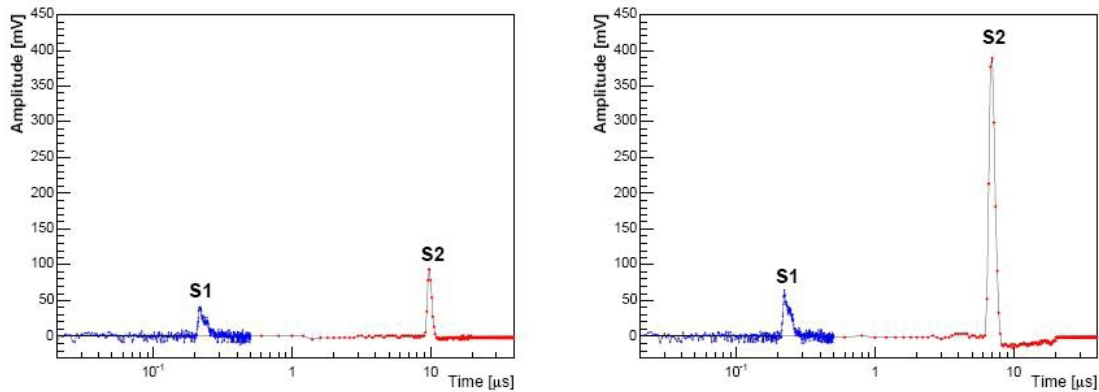


Abbildung 3.1: Links: Rohdaten für einen einzelnen elastischen Kernstoß eines Neutrons (Single Nuclear Recoil), Rechts: Rohdaten für ein einzelnes Gammaereignis (Single Scatter) [Ni06]. Der Unterschied der S2/S1 Verhältnisse ist deutlich sichtbar.

3.2 XENON10

3.2.1 Detektorbeschreibung

Der XENON10 Detektor ist eine 3-D positionsauflösende, Zwei-Phasen Zeitprojektionskammer, Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung. Das aktive Volumen hat einen Durchmesser von 20 cm und eine Höhe von 15 cm, die oben und unten durch Gitterelektroden und im Umfang durch einen Teflonzylinder begrenzt werden [Man09]. Zwischen der Kathode am Boden und der Anode am oberen Teil des Detektors liegt ein elektrisches Feld der Stärke $0,73 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ an. Nach Schnitten auf das sensitive Volumen besitzt der XENON10 Detektor noch 5,5 kg flüssiges Xenon zur WIMP Suche. Die Temperatur wird konstant auf 180 K gehalten und durch den PTR erbracht. Im oberen Bereich sind 47 PMTs angebracht und im unteren Bereich beobachten 41 PMTs das aktive Volumen.

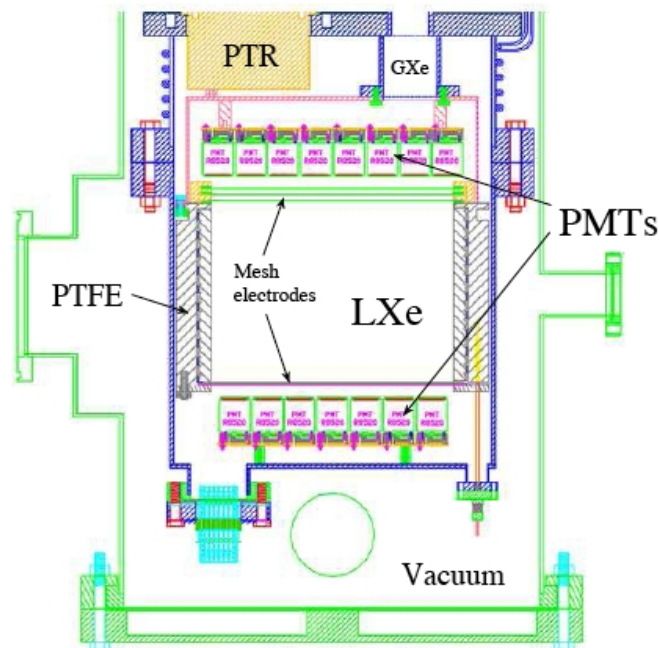


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des XENON10 Detektors. Das aktive Volumen des flüssigen Xenons wird eingegrenzt durch die oberen und unteren Gitterelektroden. Der Umfang wird begrenzt durch den Teflonzylinder [Man09].

3.2.2 Resultate

Das XENON10 Experiment wurde von 2005 - 2007 am LNGS in Italien betrieben und setzte eine neue Grenze für die Sensitivität von

$$\sigma^{SI} = 8,8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$$

für eine WIMP Masse von $100 \text{ GeV}/c^2$. Der Detektor nahm über einen Zeitraum von 58,6 Tagen Untergrunddaten auf. Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung der Daten der WIMP-Suche. Die nach allen Schnitten übriggebliebenen Ereignisse im WIMP Fenster konnten als WIMP-Signal ausgeschlossen werden. Der XENON10 Detektor konnte innerhalb der Grenzen seiner Sensitivität keine dunkle Materie nachweisen. Das Untergrundlevel in XENON10 beträgt:

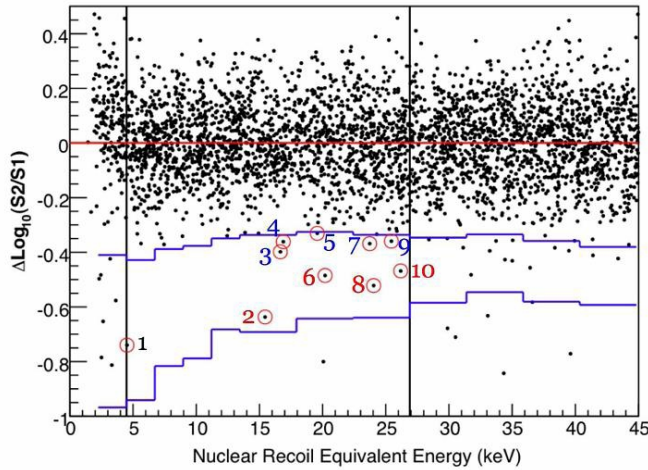


Abbildung 3.3: Die Verteilung der Daten der WIMP-Suche: Der Logarithmus aus dem Signalverhältnis $S2/S1$ aufgetragen gegen die Kernrückstoßenergie [A⁺08]. Im WIMP-Fenster befinden sich nach dem Anlegen aller Schnitte 10 Ereignisse. Ereignis 1 kann als Rauschen ausgeschlossen werden. Die Signale (3,4,5,7,9) werden durch die logarithmische Anordnung als statistische Fehler erkannt. Die Signale (2,6,8,10) können durch die 3D-Auflösung der Zeitprojektionskammer als Randeﬀekte ebenfalls ausgeschlossen werden. Somit ist kein WIMP-Signal detektiert, das Potential und die Funktion des Detektors aber eindrucksvoll erwiesen.

$$1 \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}} \text{ für Gammaereignisse}$$

und

$$< 1 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{a} \text{ für Neutronenereignisse}$$

3.3 XENON100

Die aktuelle Phase des Xenon Experimentes XENON100 bedient sich der für XENON10 entwickelten und gestesteten Designs und Technik. Abbildung 3.4 zeigt links den schematischen Aufbau des XENON100 Detektors und rechts ein Foto der echten Zeitprojektionskammer. Die Gesamtmasse flüssigen Xenons beträgt 170 kg. Das aktive Volumen beinhaltet 65 kg flüssigen Xenons, das übrige Xenon wird als aktiver Schild verwendet. Insgesamt verfügt der Detektor über 178 PMTs in zwei Arealen. 98 befinden sich in der Gasphase und 80 im flüssigen Xenon [ABf09]. Das aktive Volumen wird umschlossen von einem Teflonzylinder mit einem Radius von 15 cm und einer Höhe von 30 cm. Das aktive Veto verfügt über 64 PMTs und hat eine Masse von 105 kg flüssigem Xenon. Zwischen Kathode und Anode liegt ein Driftfeld von $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ an (Driftlänge 30 cm). In der Gasregion liegt ein Feld mit $13 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ an. Der doppelwandige Kryostat besteht aus Edelstahl, der aufgrund seiner niedrigen Aktivität ausgewählt wurde. Zur Zeit nimmt der XENON100 Detektor Untergrunddaten. Geplantes Ende dieser Phase der Xenon Experimente ist Ende 2010. Die projizierte Sensitivität für XENON100 beträgt

$$\sigma^{SI} \sim 2 \times 10^{-45} \text{cm}^2$$

.

Das Untergrundlevel in XENON10 beträgt:

$$1 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}} \text{ für Gammaereignisse}$$

und

$$< 1 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{a} \text{ für Neutronenereignisse}$$

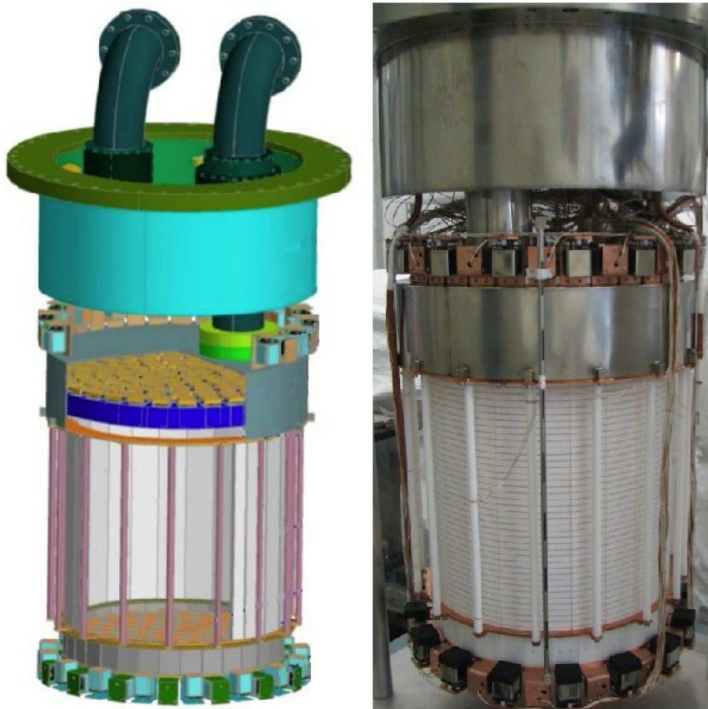


Abbildung 3.4: Links: Schematischen Aufbau des XENON100 Detektors; Rechts: Ein Foto der echten Zeitprojektionskammer [ABf09]

3.4 XENON1T

Die nächste Stufe der Xenon Experimente XENON1T ist für den Zeitraum von 2011 - 2015 geplant. Da sich das Projekt noch in der Entwicklungsphase befindet, ist weder über den Ort des Aufbaus noch über ein finales Design entschieden. Im folgenden werden die unterschiedlichen Optionen für das XENON1T Projekt vorgestellt.

3.4.1 Lokalität

Es besteht sowohl die Möglichkeit XENON1T - wie seine Vorgänger - am LNGS (**L**aboratori **N**azionali del **G**ran **S**asso) in Italien zu bauen, als auch am LSM (**L**aboratoire **S**outerrain de **M**odane) in Frankreich. In dieser Arbeit wird die Option am LNGS diskutiert.

Das Laboratori Nazionali del Gran Sasso liegt in den Abruzzen ca. 120 km nord-östlich von Rom entfernt und bietet eine Tiefe von ~ 3500 m.w.e. (Meter Wasseräquivalent) Am LNGS stehen zwei Orte für den XENON1T Detektor zur Verfügung:

- im Inneren des Large Volume Detektors (LVD) in der LVD Core Facility oder

- in der Halle B.

In den folgenden beiden Abschnitten werden der der Large Volume Detektor und die Halle B des LNGS Untergrundlabors als Standorte für XENON1T vorgestellt.

Der Large Volume Detektor

Das LVD Experiment befindet sich in der Halle A des Gran Sasso Untergrundlabors. Der Detektor ist 22.7 m lang, 13.2 m hoch und 12 m breit. Abbildung 3.5 (links) zeigt die Frontansicht des Large Volume Detektors. Er besteht aus 2280 m³ Szintillationsmaterial (1800 t) und aus 1800 t Stahl (Szintillator-Behälter und Stützstruktur). Das Hauptziel des LVD ist die Detektion von hochenergetischen Neutrinos, die bei stellaren Kollapsen entstehen [B⁺88]. Tabelle 3.1 faßt die Haupteigenschaften des LVD zusammen.

Abbildung 3.6 (oben) zeigt eine allgemeine Darstellung des LVD, welcher 190 identische Module mit den Abmessungen 6.6 m × 2.1 m × 1.1 m beinhaltet. Jedes Modul enthält

- ungefähr 9.6 t flüssigen Szintillator aufgeteilt in 8 Tanks. Diese Tanks befinden sich einem Behälter aus Eisen, den sogenannten *Porta Tanks*. Abbildung 3.5 (rechts) zeigt einen Porta Tank.
- eine L-förmige Kammer, welche 80 Streamer Tubes auf der unteren und einer vertikalen Seite enthält. Diese Kammern bilden das Ortungssystem der Ereignisse im LVD.

Insgesamt 35 dieser Module eng angeordnet in 5 Spalten bilden einen Turm. Der LVD Detektor besteht aus 3 Türmen, so daß sein Aufbau hoch modular ist.

Fläche	2332 m ²
Länge	22.7 m
Breite	13.2 m
Höhe	10.0 m
Volumen des Szintillators	2280 m ³
Masse des Szintillators	1800 t
Masse des Stahls	1800 t
Anzahl Streamer Tubes	20 000
Anzahl Photomultiplier	2520
Energieauflösung	20%
Energieschwelle	ca. 3 MeV

Tabelle 3.1: Die Haupteigenschaften des Large Volume Detektors

Detektiert werden die Neutrinos im Szintillator entweder über Wechselwirkungen mit den freien Wasserstoffatomen oder mit Kohlenstoffkernen. Die vier beobachtbaren Neutrino-Wechselwirkungen sind nach [INF06]

1. elektrisch geladene Wechselwirkung eines Elektron-Antineutrinos mit einem Proton

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

die über ein promptes Signal des e^+ beobachtet wird. Auf dieses Signal folgt ein detektierbares 2,2 MeV γ aus einem Neutroneneinfang.

2. elektrisch geladene Wechselwirkungen von Elektron-Neutrinos und Elektron-Antineutrinos mit ^{12}C

$$\bar{\nu}_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{Be} + e^+$$

$$\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N} + e^-$$

die über zwei Signale beobachtet werden. Zum einen wird das das prompte e^+ bzw. e^- Signal und zum anderen das darauffolgende β^+ bzw. β^- aus dem Zerfall des ^{12}Be bzw. des ^{12}N mit einer mittleren Lebensdauer von 15,9 ms (29,4 ms) gemessen.

3. elektrisch neutrale Wechselwirkung aller Neutrinoarten mit ^{12}C

$$\nu_x + ^{12}\text{C} \rightarrow \nu_x + ^{12}\text{C} + \gamma(15,1 \text{ MeV})$$

deren Signatur ein monochromatisches Photon aus der Kohlenstoffabregung ist.

4. Elastische Wechselwirkung von (Anti-)Neutrinos mit einem Elektron

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$$



Abbildung 3.5: Links: Der LVD Detektor in der Halle A des LNGS. Rechts: Ein Foto eines Porta Tanks mit den darauf angebrachten PMTs.

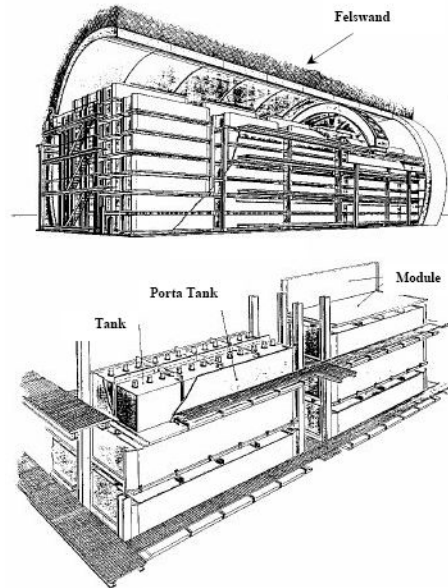


Abbildung 3.6: Oben: Allgemeine Ansicht des LVD. Unten: Detaillierte Ansicht der LVD Komponenten. Die Tanks bilden das Szintillator System und die L-förmige Module das Ortungssystem [B+89].

die ein Einzelsignal durch den Elektronenrückstoß abgibt.

Das Szintillator System besteht aus 1520 $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 1.5\text{ m}$ rostfreien Stahlbehältern (Tanks), welche mit flüssigen Szintillator gefüllt sind. Der Szintillator besitzt folgende Eigenschaften:

- C_nH_{2n+2} -Struktur mit $n=10$
- Dichte: 0.8 g/cm^{-3}
- Absorptionslänge: 20 m
- Lichtausgang: ungefähr 5 Photoelektronen pro Photomultiplier (PMT) bei Energieverlust von 1 MeV
- Energieauflösung: $20\%/\sqrt{E}$

Auf jedem Tank stehen drei PMTs mit einem Durchmesser von 15 cm . Diese werden für die Energiebestimmung und Flugzeitmessungen benutzt. In der Abbildung 3.6 (unten) ist der Porta Tank ersichtlich. Er enthält 8 Tanks und dient auch als Halterung für die vertikalen und horizontalen Abschnitte des Ortungssystems.

Zur Installation des XENON1T Detektors würden die Innersten zwei Module des Large Volume Detektors ausgebaut, so daß ein freier Raum mit $\sim 30\text{ m}^3$ ($6,2\text{ (L)} \times 2,2\text{ (H)} \times 2,5\text{ (B)}$) entstünde. Der innerste Raum wird LVD *Core Facility* genannt und ist in Abbildung 3.7 in einer schematischen Ansicht der drei LVD Türme in rot

markiert. Der LVD Detektor wirkt als passiver (und auch aktiver) Schild gegen den

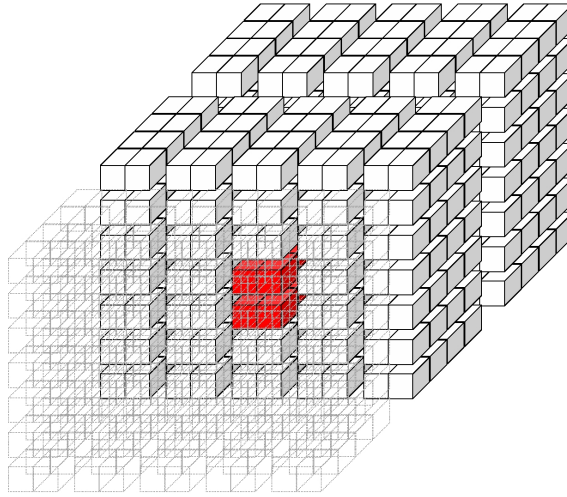


Abbildung 3.7: Lage der LVF Core Facility (rot) in der schematischen Ansicht des Large Volume Detektors [AF09].

Gamma- und vorallem gegen den Neutronenuntergrund am LNGS. Die LVD Core Facility wird durch den flüssigen Szintillator und die umgebenden Materialien von der Radioaktivität des Gesteins effektiv abgeschirmt wie in Kapitel 4 eindrucksvoll gezeigt wird. Die abschirmende Wirkung gegen die durch hochenergetische Myonen induzierten Neutronen hat den Effekt eines Untergrundlabors mit einer Tiefe von 6 km w.e. wie das Sudbury Labor [AF09].

Halle B

Die Halle B des Gran Sasso Labors beherbergt zur Zeit ICARUS [K⁺09] und WARP [S⁺06] und bietet einen großzügigen Freiraum zwischen den beiden existierenden Aufbauten. Abbildung 3.8 zeigt einen möglichen Aufbau des XENON1T in der Halle B. Für diese Position am LNGS ist der Bau eines großen Wasserschildes geplant.

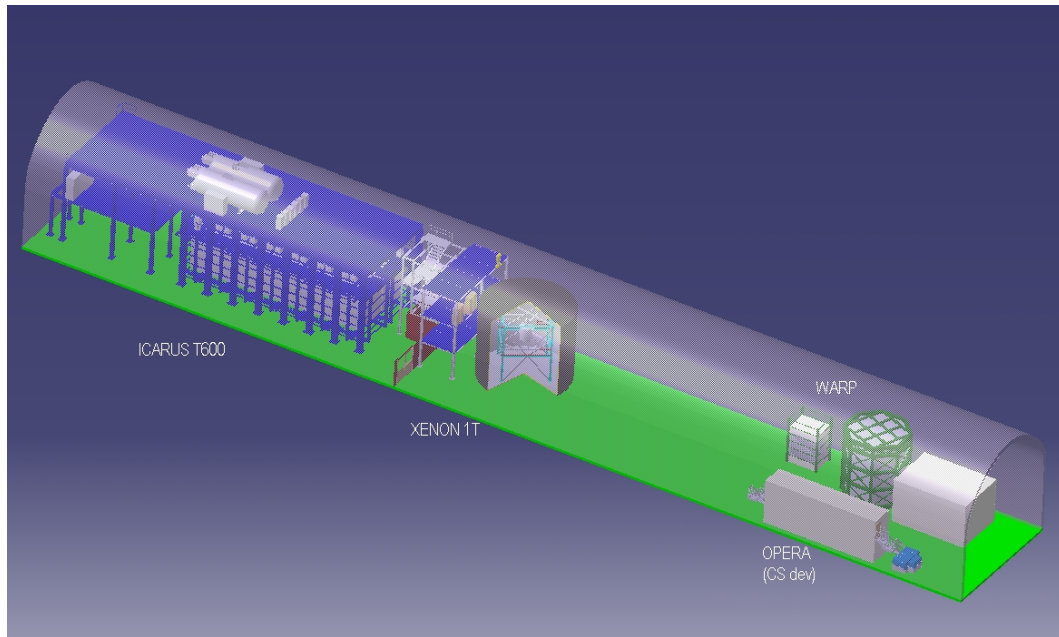


Abbildung 3.8: 3 dimensionale Ansicht eines möglichen Aufbaus von XENON1T in der Halle B [A⁺10].

Dies wird in Kapitel 3.5 ausführlicher diskutiert wird.

3.4.2 Design

Das Design des XENON1T wird eng an das seiner Vorgänger XENON10 und XENON100 angelehnt. Abbildung 3.9 zeigt den schematischen Aufbau des XENON1T Detektors. Wie bei XENON100 werden alle unterstützenden Instrumente außerhalb des Schildes von XENON1T angebracht, um den durch deren Radioaktivität verursachten Untergrund zu minimieren. Auch der PTR wird außerhalb des Schildes angebracht werden.

Die Zeitprojektionskammer von XENON1T wird ein aktives Volumen aus flüssigem Xenon umgeben von einem aktiven Selbstschild aus flüssigem Xenon sein. Der doppelwandige Kryostat wird entweder aus Titan (mit sehr niedriger Aktivität) oder aus Kupfer gebaut werden. Im folgenden wird die Kupfer-Alternative diskutiert. Der äußere Kupferkryostat wird mit einer Wanddicke von 5 cm ausgestattet sein, wodurch eine effektive Abschirmung gegen Gamma-, Beta- und Alphastrahlung gebildet wird. Der innere Kryostat wird eine Wanddicke von 1 cm Kupfer haben. Der äußere Radius beträgt 60 cm und die Höhe 153 cm. Die Gesamtmasse des Xenons wird voraussichtlich 2,4 t betragen, wovon 1,1 t auf das sensitive Volumen entfällt. Das flüssige Xenon wird von einem Teflonzylinder umschlossen, der eine hohe UV-Reflektivität hat.

Die Lichtauslese wird mit zwei Arealen aus PMTs mit 3 inch (3“) Durchmesser oder mit **Q**uartz **P**hoton **I**ntensifying **D**etectors (QUPIDs) betrieben. Die neue Technologie der QUPIDs [A⁺09] ermöglicht eine Quanteneffizienz von 30% und eine extrem niedrige Radioaktivität. Sowohl im oberen als auch im unteren Bereich des Detektors sollen jeweils 121 PMTs oder QUPIDs angebracht werden. Abbildung 3.10 zeigt den Aufbau eines QUPIDs.

Wie bei den Vorgängern wird mit Hilfe von Gitterelektroden zwischen Kathode und Anode ein Driftfeld der Stärke $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ angelegt. Die Driftlänge für den XENON1T Detektor beträgt 90 cm.



Abbildung 3.9: Schematische Zeichnung des XENON1T Detektordesigns [A⁺10].

3.4.3 Ziele

Das Ziel von XENON1T ist den spinunabhängigen WIMP-Nukleon Wechselwirkungsquerschnitt von

$$\sigma^{SI} \sim 5 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$$

zu untersuchen.

Um diesen Wert für den Wirkungsquerschnitt erreichen zu können muß bei gleichzeitiger Erhöhung der Detektormasse der Untergrund im Vergleich zu dem Vorgänger XENON100 um Faktor 100 reduziert werden. Im Detail bedeutet dies

$$< 10^{-4} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}} \text{ für Gammaereignisse}$$

und

$$< 0,1 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{\text{t} \cdot \text{a}} \text{ für Neutronenereignisse}$$

Abbildung 3.11 zeigt die projizierte Sensitivität für XENON1T im Vergleich zu den aktuellen Grenzen von XENON10, CDMS, CRESST, EDELWEISS und ZEPLIN und der projizierten Sensitivität für XENON100.

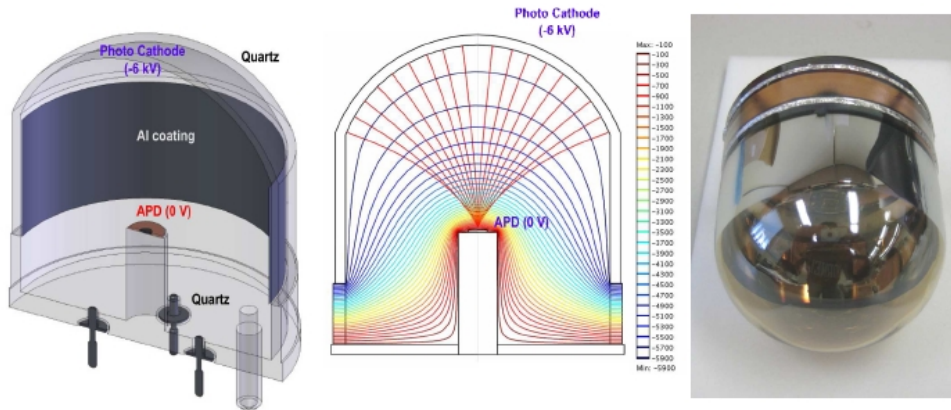


Abbildung 3.10: Links: 3 dimensionale Struktur eines QUPID aus purem Quartz. Im Zentrum ist ein 5 mm Durchmesser APD (Avalanche Photodiode) platziert. Mitte: Simulation der Elektron-Trajektorien, die zeigt, daß alle Photoelektronen in Zentrum der APD fokussiert werden. Rechts: Ein Foto eines QUPIDs.

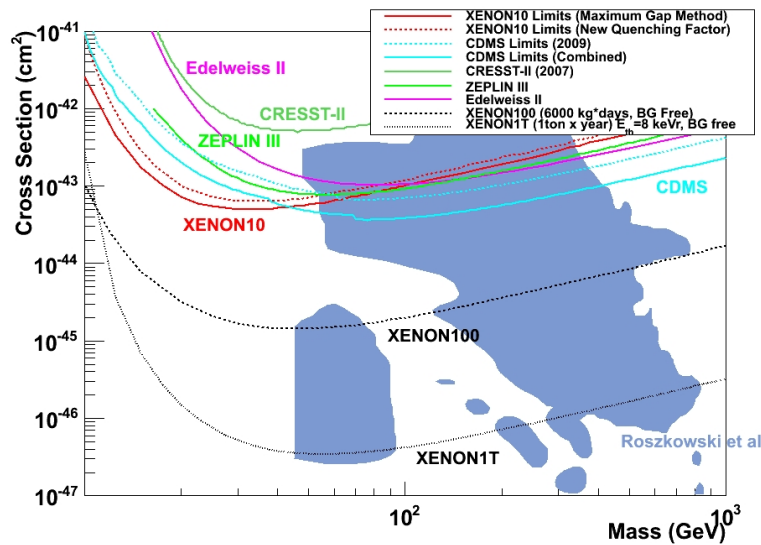


Abbildung 3.11: Die Ausschlußkurve der aktuellen durch XENON10 und CDMS gesetzten Grenzen, sowie die projizierten Kurven für XENON100 und XENON1T.

3.5 Untergrund und Schild

In diesem Abschnitt werden zunächst die Hauptquellen für den Untergrund in Niedrigzählraten-Experimenten, die Gamma- und Neutronenstrahlung, erläutert.

Danach wird auf die Möglichkeiten zur Abschirmung des neutralen Untergrundes eingegangen.

3.5.1 Untergrund

Bei der Suche nach dunkler Materie besteht die grundsätzliche Herausforderung darin, daß die nachzuweisenden Teilchen selbst bei idealen Bedingungen und großem Detektor mit hoher Sensitivität selten wechselwirken. Daher wird das eigentliche Signal durch den Untergrund überlagert. WIMP-Detektoren müssen also in Bezug auf den internen und externen Untergrund verstanden werden. Die Hauptquellen für Untergrund sind:

- **Interner Untergrund** verursacht durch $^{235,238}\text{U}$, ^{232}Th , ^{40}K und ^{60}Co aus den Detektorkomponenten wie den PMTs, dem Teflon, dem Schild und dem Kupfer- oder Titanmantels des Kryostaten, sowie der intrinsischen Verunreinigung des flüssigen Xenon mit ^{85}Kr .
- **Externer Untergrund** bestehend aus Gammastrahlung instabiler Isotope des Gran Sasso Gesteins und Betons (^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U), sowie ^{222}Rn in der Luft und im Grundwasser [ML04], Neutronen aus dem Gran Sasso Gestein, kosmische Myonen, sowie myoneninduzierte Neutronen.

In dieser Arbeit wird der externe Untergrund des XENON1T Detektors am LNGS untersucht. Im Folgenden werden der externe Gamma- und Neutronenuntergrund ausführlich diskutiert.

Gamma-Untergrund

Die allgegenwärtige natürliche (Gamma-)Radioaktivität hat ihren Ursprung in Radionukliden, die in der Nukleosynthese gebildet wurden und aufgrund ihrer langen Halbwertszeiten noch nicht zerfallen sind. Dazu gehören

- ^{232}Th mit $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ Jahre
- ^{238}U mit $T_{1/2} = 4,4 \cdot 10^9$ Jahre und
- ^{40}K mit $T_{1/2} = 1,3 \cdot 10^9$ Jahre.

Hinzu kommen deren radioaktive Zerfallsprodukte wie im speziellen gasförmiges Radon (^{222}Rn).

Die Strahlung natürlicher Radioaktivität wird von den Radionukliden in den Böden, Gesteinen (wie z.B. das Gestein des Gran Sasso Massives) und der Luft emittiert. Sie sind in fast jedem Baustoff enthalten (wie z.B. dem umgebenden Beton in den Hallen des LNGS). Dieser Typ der natürlichen Radioaktivität wird als primordial bezeichnet.

Als kosmogener Teil der natürlichen Aktivität ist ^{60}Co zu nennen, daß durch Akti-

vierung durch Myonen induzierte Neutronen in allen Materialien mit $A > 60$ entsteht. ^{60}Co kann allerdings auch durch den dritten Typen natürlicher Radioaktivität, den durch Menschen verursachten, entstehen [Heu95]. Bei der Herstellung von Stahl im Hochofen gelangt ^{60}Co als Verunreinigung in die Schmelze oder wird als Marker in diese eingebracht. Stahl wird für die stützende Struktur beim Bau von Untergrundlabors oder sogar in den Detektormaterialien selbst verwendet. Im Gegensatz zu primordialen Radionukliden, besitzt Kobalt allerdings nur eine Halbwertszeit von 5,3 Jahren und ist als externe Gammastrahlung meist vernachlässigbar gegenüber den anderen Nukliden, wie in den Gammaflußmessungen in Kapitel 4 gezeigt wird.

Neutronenuntergrund

Neutronen sind der wichtigste bzw. gefährlichste Untergrund für dunkle Materie Detektoren, da Neutronen wie auch WIMPs Kernrückstöße verursachen können. Da dunkle Materie-Experimente mit sehr niedrigen Energieschwellen arbeiten, sind sie sensitiv für alle Produktionsarten von Neutronen. Die Neutronenstrahlung in Untergrundlaboratorien besteht aus:

- Kosmogenen Neutronen und
- Radiogenen Neutronen.

Radiogene Neutronen

Neutronen radiogenen Ursprungs werden durch lokale Radioaktivitäten in der Umgebung verursacht. Die Energie dieser Neutronen liegt unterhalb von 10 MeV liegt. Spontane Fission von ^{238}U und ^{232}Th ist die Hautquelle dieser Art von Neutronenstrahlung. Die Energie der so produzierten Neutronen folgt dem Watt-Spektrum [WJRv04]:

$$N(E) = c \cdot e^{\frac{-E}{a}} \sinh \sqrt{bE} \quad (3.1)$$

Dabei sind c , a und b experimentell ermittelte Parameter und E die Energie der Neutronen.

Neben der direkten Neutronenproduktion werden von Uran und Thoriumzerfällen auch α - Teilchen emittiert die mit den leichten Elementen des Gesteins und/oder des umgebenen Materials (C, O, F, Na, Mg, Al, Si) wechselwirken und über (α, n) -Reaktionen Neutronen produzieren. Die Zahl der dabei pro α -Teilchen entstehenden Neutronen ist elementspezifisch und hängt von vielen Faktoren ab, wie z.B. dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion und dem differentiellen Energieverlust pro Strecke. Die Neutronenausbeute pro α -Teilchen gilt nicht nur für einzelne Elemente, sondern kann auch auf Gemische von Elementen angewendet werden, sofern diese Gemische hinreichend homogen sind, das Bremsvermögen der

Elemente sich additiv verhält und der Quotient des Bremsvermögens einzelner Elemente und dem des ganzen Gemisches unabhängig von der Energie des α -Teilchens ist [WJRv04]. Die (α,n) -Neutronen entstehen vornehmlich in den ersten 7 cm des Betons, mit dem die Tunnel und Hallen im LNGS ausgekleidet sind.

Kosmogene Neutronen

Die hochenergetische kosmische Strahlung, die auf die Atmosphäre trifft, erzeugt ganze Schauer von Teilchen. Ein Großteil des Schauers ist hadronisch, es entstehen aber auch Myonen, die die Erdoberfläche erreichen und tief in die Erde eindringen können. Der Fels des LNGS bietet eine Abschirmung gegen diese Neutronen. Die dünnste Felsschicht zwischen Laborhallen und Oberfläche beträgt 3,1 km w.e. [A⁺08], was eine Abschwächung des kosmischen Myonenflusses um den Faktor 10^6 bedeutet. Eine Übersicht der Untergrundlabore und der dort herrschenden Myonenflüsse zeigt Abbildung 3.12. Da diese Myonen über 1 km Fels passieren, bevor sie das Labor erreichen können, ist die mittlere Energie der übriggebliebenen Myonen höher als die durchschnittliche Myonenenergie an der Oberfläche und beträgt im LNGS 270 GeV [MA⁺03]. Der geringe Myonenfluss ist aber trotzdem problematisch für Niedrigzählratenexperimente. Nicht die Wechselwirkung der Myonen im Detektor selbst, sondern die Wechselwirkung mit dem umgebenden Fels, bei der hochenergetische Neutronen entstehen bildet einen Untergrund für diese Experimente. Die hier produzierten Neutronen können auch weit abseits der eigentlichen Myonenspur den Detektor erreichen. Da der myoneninduzierte Neutronenfluss nicht nur vom höheren Neutronenfluss aus denn (α,n) - und Spaltungsreaktionen, sondern auch vom hohen lokalen Gammauntergrund überdeckt wird, sind spezielle, große Detektoren, wie zum Beispiel der in Kapitel 3 besprochene LVD, erforderlich, um myoneninduzierte Neutronen über eine assoziierte elektromagnetische Kaskade oder ein Myon in zeitlicher Koinzidenz zu identifizieren. All dies macht es schwer, ein parametrisiertes Modell der Winkel- und Energieverteilung myoneninduzierter Neutronen zu erstellen und erfordert Monte-Carlo-Simulationen der Myonen und ihrer Passage durch den Fels [Bis08]. Der MUSIC-Code (**M**Uon **S**imulation **C**ode) [AGK⁺97] dient der Propagation von Myonen durch Fels- bzw. Materieschichten und kann verwendet werden, um die Winkel- und Energieverteilung in Untergrundlaboren zu berechnen. Es gibt mehrere Prozesse, in denen Myonen Neutronen erzeugen können. Der Hauptanteil entsteht nicht durch direkte Myon-Nukleus-Spallationsreaktionen, sondern in den von den Myonen verursachten räumlich ausgedehnten elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden. Die Neutronen aus diesen Kaskaden haben zu Beginn Energien, die bis in den Bereich mehrerer GeV reichen und haben eine sehr große Durchdringungskraft gegenüber Schildmaterialien.

Im nächsten Abschnitt wird auf die Möglichkeiten der Abschirmung des externen Untergrunds und die dafür benötigten Materialien eingegangen.

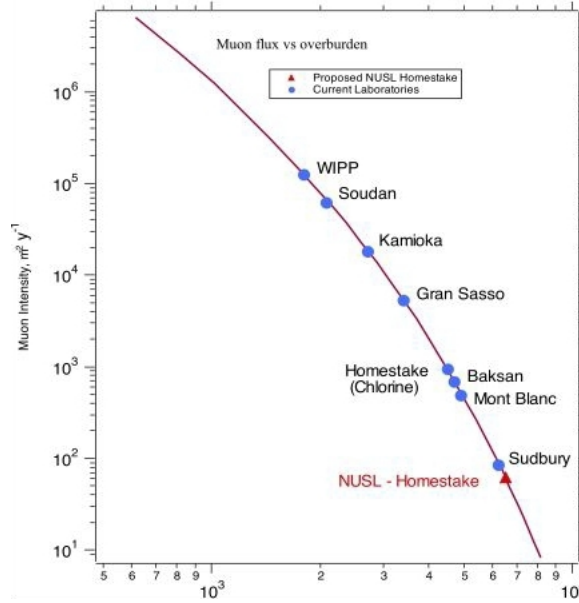


Abbildung 3.12: Die minimale Myonen Energie von senkrecht einfallende Myonen für die aktuellen Untergrundlabors [B⁺88]. Die Tiefe wird in Meter Wasseräquivalent (m.w.e) gemessen

3.5.2 Schildmaterialien

In diesem Abschnitt werden die Absorptionseigenschaften von Gamma- und Neutronenstrahlung und die typischen Schildmaterialien zur Abschirmung der beiden Strahlungsquellen diskutiert.

Absorption von Gammastrahlung

Durchdringt Gammastrahlung eine Materialschicht, so gilt das exponentielle Schwächungsgesetz [Sto05]

$$\phi(x) = \phi(0)e^{-{}_a N_a \sigma_t x}, \quad (3.2)$$

wobei ${}_a N$ die Anzahldichte der Atome und ${}_a \sigma_t$ der totale atomare Wirkungsquerschnitt bedeuten. Der Absorptionskoeffizient μ ergibt sich aus

$$\mu = {}_a N_a \sigma_t = {}_a \sigma_t \frac{\rho}{A_r m_u} = {}_e \sigma_t \frac{Z \rho}{A_r m_u}. \quad (3.3)$$

Das Schwächungsgesetz läßt sich damit in der Form

$$\phi(x) = \phi(0)e^{-\mu x} \quad (3.4)$$

schreiben. Aus dieser Relation folgt, daß die Angabe einer maximalen Reichweite von Gammaquanten nicht möglich ist. Deswegen benutzt man für Gammaquanten die Halbwertschichtdicke:

$$\text{HWS} = x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (3.5)$$

Der totale atomare Wirkungsquerschnitt für Gammaquanten kann aus seinen Einzelkomponenten berechnet werden [Sto05]:

$${}_a\sigma_t = {}_a\sigma_{Ph} + {}_a\sigma_C + {}_a\sigma_{Paar} \quad (3.6)$$

mit ${}_a\sigma_{Ph}$ für den Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt, ${}_a\sigma_C$ für den Comptoneffekt und ${}_a\sigma_{Paar}$ für den Paarbildungseffekt. Die einzelnen Prozesse der Gammawechselwirkung sind in Kapitel 4 detailliert beschrieben. Entsprechend setzt sich der Absorptionskoeffizient auch aus diesen drei Komponenten zusammen:

$$\mu = \mu_{Ph} + \mu_C + \mu_{Paar} \quad (3.7)$$

Abbildung 3.13 zeigt den totale Absorptionskoeffizient μ von Blei für Gammastrahlung als Funktion der Gammaenergie und die Beiträge der drei einzelnen Prozesse.

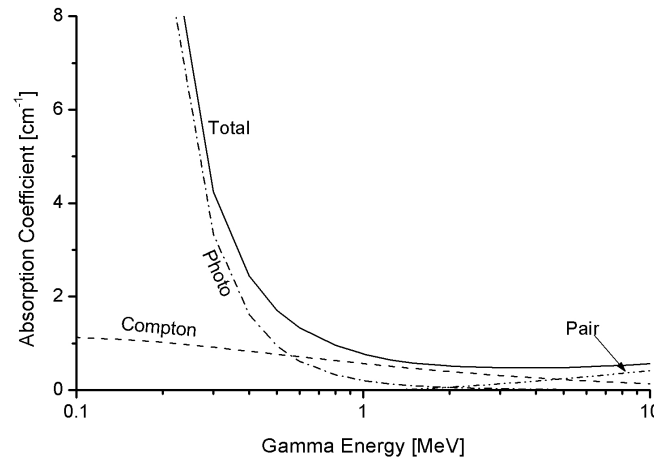


Abbildung 3.13: Der totale Absorptionskoeffizient μ von Blei für Gammastrahlung als Funktion der Gammaenergie und die Beiträge der drei einzelnen Prozesse [Sto05]. Der Photoeffekt überwiegt bei kleinen Energien; die Paarbildung beginnt bei 5 MeV zu dominieren.

Die Division des Absorptionskoeffizienten durch die Dichte ρ ergibt den Massenabsorptionskoeffizienten:

$$\frac{\mu}{\rho} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Ph} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_C + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Paar}. \quad (3.8)$$

Die hier gezeigten Verhältnismäßigkeiten gelten für den Grenzfall eines schmalen Strahlungsbündels. Bei ausgedehnter Strahlung muß der Aufbaufaktor B eingeführt werden:

$$\phi(r) = \phi(0)B(\mu x, E_\gamma, Z)e^{-\mu x}. \quad (3.9)$$

Der Aufbaufaktor hängt von der Ordnungszahl, der Photonenenergie und dem Produkt μx ab und ist immer größer als 1.

Zur Abschirmung von Gammastrahlung wird üblicherweise Blei (^{82}Pb) verwendet, da es eine hohe Dichte ($11,34 \text{ g/cm}^3$) und damit einen vergleichsweise großen Absorptionskoeffizienten besitzt.

Absorption von Neutronenstrahlung

Durchdringen Neutronen eine Substanz verlieren sie infolge elastischer Streuprozesse an den Atomkernen schrittweise ihre Energie oder werden infolge von Neutroneneinfang absorbiert. Im Falle der elastischen Streuprozesse dauert der Bremsvorgang beim Durchgang durch ein hinreichend großes (bzw. dickes) Medium so lange, bis die Neutronen die thermische Energie erreicht haben. Wenn die Eigenschaften des Bremsmediums und der Neutronen bekannt sind, ist die Berechnung der Flußdichte an verschiedenen Orten in einer Substanz möglich. Durch Anwendung der Alterstheorie und der elementaren Diffusionsgleichung erhält man [Sto05] für die Flußdichte ϕ_{th} der thermischen Neutronen im Abstand r von einer Punktquelle schneller Neutronen in einem unendlich ausgedehnten Medium [Sto05]

$$\phi_{th}(r) = \frac{Be^{\frac{\tau}{L^2}}}{8\pi Dr} \left\{ e^{-\frac{r}{L}} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{r}{2\sqrt{\tau}} - \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right) \right] - e^{-\frac{r}{L}} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r}{2\sqrt{\tau}} + \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right) \right] \right\}. \quad (3.10)$$

Dabei ist

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

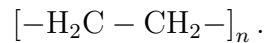
das Fehlerintegral.

B ist die Quellstärke der Neutronenquelle, r die Ortskoordinate und D die Diffusionskonstante. Die Größe

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (3.11)$$

wird als Diffusionslänge bezeichnet, wobei Σ_a der makroskopische Absorptionsquerschnitt ist. τ hat die Dimension einer Fläche.

Zur Abschirmung von Neutronenstrahlung wird üblicherweise Polyethylen oder Wasser verwendet. Polyethylen ist ein durch Polymerisation von Ethen $[\text{CH}_2=\text{CH}_2]$ hergestellter thermoplastischer Kunststoff mit der vereinfachten Ketten-Strukturformel:



Polyethylen hat eine Dichte von $0,93 \text{ g/cm}^3$. Die Neutronen verlieren vorwiegend bei der Streuung am Wasserstoff Energie, da die Atommasse des Wasserstoffs in der gleichen Größenordnung liegt wie die Neutronenmasse.

Wasser (H_2O) bietet den Vorteil gegenüber Polyethylen sehr kostengünstig zu sein. Auch verlieren die Neutronen bei der Streuung am Wasserstoff ihre Energie. Da Polyethylen pro Molekül mehr Wasserstoff hat als Wasser, ist die Abbremsung der Neutronen in Polyethylen etwas stärker als in H_2O , so daß ein Wasserschild größere Dimensionen hat als ein konventioneller Polyethylenschild.

3.5.3 Schildoptionen für XENON1T

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung einer Schildgeometrie für den XENON1T Detektor am LNGS. Da für die Realisierung am Gran Sasso zwei Optionen für die Position des Detektors zur Verfügung stehen, muß sowohl das Untergrundniveau als auch die Schildgeometrie für beide Positionen getrennt voneinander bestimmt werden.

Konventioneller Schild im LVD

In der LVD Core Facility besteht ein begrenztes Raumangebot, so daß hier ein konventioneller Schild bestehend aus Blei und Polyethylen untersucht wird. Der Schild für den XENON1T soll in zylindrischer Form um den äußeren Kryostaten gebaut werden. Die äußerste Schicht bildet die Gamma-Abschirmung aus Blei, auf die eine Neutronenabschirmung aus Polyethylen folgt. Die Gesamtdicke einer äußeren Abschirmung in der LVD Core Facility ist auf 65 cm beschränkt. Die optimale Konfiguration für den konventionellen Schild wird in Kapitel 5 bestimmt.

Wasserschild in Halle B

In der Halle B des LNGS wird der Bau einer großen Wasserabschirmung ausgestattet mit PMTs geplant. Die PMTs sollen über das Cherenkov-Licht Myonen detektieren und somit ein Myonen-Veto bereitstellen.

Die äußere Begrenzung des Tanks wird aus Stahl bestehen. Dieser zylindrische Stahltank wird mit gereinigtem, de-ionisiertem Wasser gefüllt. Im Zentrum des Wassertanks wird der Kryostat des XENON1T Detektors auf einer stützenden Struktur installiert. Direkt um den Detektor herum soll ein Reinraum installiert werden, der über Zugangstreppen erreicht werden kann. Den geplanten Aufbau zeigt Abbildung 3.14. 80 PMTs werden auf der Innenseite der Tankwand angebracht, um aus dem Wasser ein Cherenkovmedium zu machen [A⁺10]. In direktem Anschluß an den Wassertank soll ein 3 stöckiges Betriebsgebäude gebaut werden, das die nötige Technik zum Betrieb des XENON1T Detektors und einen Kontrollraum beinhalten wird.

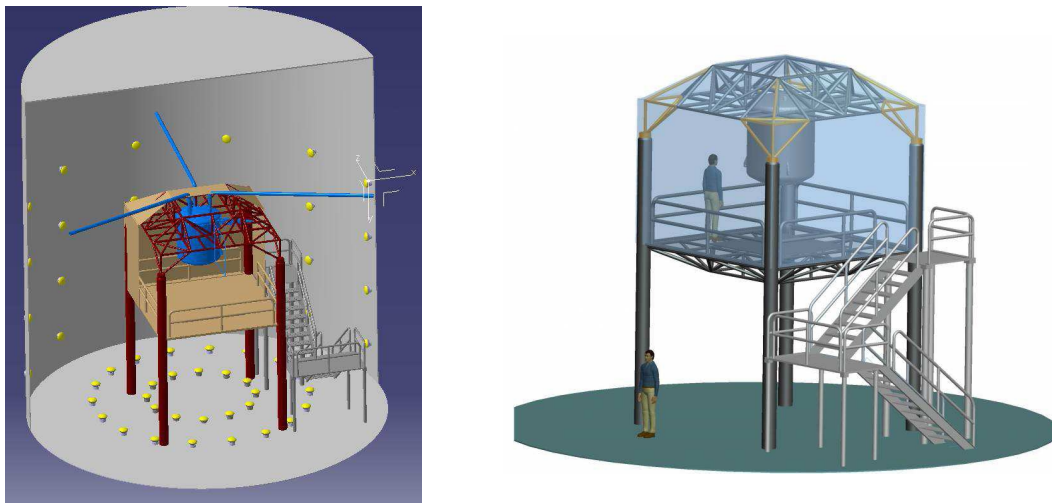


Abbildung 3.14: 3-Dimensionale Ansicht des XENON1T im Inneren der Wasserabschirmung mit den PMTs an den Innenwänden des Wassertanks [A⁺10] und dem Reinraum um den Detektor [A⁺10] .

Kapitel 4

Gamma- und Neutronenfluß Messungen am LNGS

Zur Charakterisierung des externen Untergrunds für das XENON1T-Projekt wurden Gamma- und Neutronenflußmessungen im Gran Sasso Untergrundlabor mit Natriumjodid Detektoren (NaI) durchgeführt. Zur Bestimmung des Gamma Untergrunds wurde ein 3 inch NaI (3“ NaI) verwendet, während zur Messung des Neutronenflusses ein 11“ NaI Detektor verwendet wurde.

Für die Bestimmung von Schildgeometrien für Niedrigzählratenexperimente sind Monte Carlo Simulationen unerlässlich. Üblicherweise erfolgen diese Art von Simulationen noch vor dem Baubeginn eines Experimentes und entscheiden mitunter auch über die Wahl eines Standortes. Als Eingabe Parameter für Monte Carlo Simulationen wird das Untergrundlevel, bestehend aus Gamma- und Neutronenfluß, des jeweiligen Labors benötigt. Für das Gran Sasso Untergrundlabor ist keine Veröffentlichung von präzisen Gammafluß-Messungen an verschiedene Orten des Untergrundlabors vorhanden und der radiogene Neutronenfluß wurde nur in Halle A von [WJRv04] gemessen und publiziert. Zur Untersuchung des optimalen Standortes und einer Schildgeometrie für XENON1T wurden deswegen die im folgenden beschriebenen Messungen zur Bestimmung des Untergrundlevels im LNGS durchgeführt.

4.1 3“ NaI-Gammamessungen

Mit Hilfe eines 3“ Natrium-Jodid Detektors wurden unterschiedliche Standorte im Gran Sasso Untergrundlabor untersucht und die Gammaflüsse der charakteristischen Isotope bestimmt. NaI-Detektoren sind seit den 50er Jahren die beliebtesten Szintillatoren zur Gamma-Spektroskopie aufgrund ihrer sehr guten Lichtausbeute, hervorragenden Linearität und der hohen Atommasse der Jod Komponente.

Bevor auf die Details der Messung eingegangen wird, wird zunächst kurz die zugrundeliegende Physik rekapituliert.

4.1.1 Quellen von Gammastrahlung

Unter Gammastrahlung versteht man hochenergetische elektromagnetische Strahlung mit Photonenenergien im Bereich von keV bis MeV. Zu den Möglichkeiten Gammastrahlung zu produzieren, gehören Paarvernichtung, Bremsstrahlung sowie Kernzerfälle. Kernzerfälle erfolgen über α - und β -Umwandlung meist verbunden mit der Aussendung von γ -Quanten, wie im Folgenden beschrieben wird. Die Darstellung der Prozesse folgt [Sto05].

α -Zerfall

Beim α -Zerfall wird vom Atomkern ein ${}^4_2\text{He}$, das α -Teilchen, mit hoher kinetischer Energie ausgestrahlt. Dadurch verringert sich die Nukleonenzahl des Nuklids um vier und die Ordnungszahl um zwei Einheiten. Für den radioaktiven Zerfall des Urans zum Beispiel gilt:



Aus energetischen Gründen ist der α -Zerfall auf schwere Nuklide mit Nukleonenzahlen mit $A > 170$ und mit Kernladungszahlen $Z > 70$ beschränkt.

Spontane Kernumwandlungen können nur dann auftreten, wenn sie exotherm verlaufen, das heißt, die Bindungsenergie des betreffenden Kerns muß kleiner sein als die Summe der Bindungsenergien der entstehenden getrennten Teile. Diese Bedingung ist meist nicht erfüllt. Die ungewöhnlich große Bindungsenergie des α -Teilchens (28,3 MeV) führt allerdings dazu, daß der spontane α -Zerfall bei zahlreichen schweren Nukliden energetisch möglich ist. Die bei der α -Umwandlung frei werdende Reaktionsenergie Q ergibt sich aus der Massenbilanz zu:

$$Q = [m_k({}^A_Z X) - m_k({}^{A-4}_{Z-2} Y) - m_k({}^4_2 \text{He})]c_0^2. \quad (4.2)$$

Mit Hilfe der Beziehungen

$$m_k({}^A_Z X) = Zm_p + (A - Z)m_n - \frac{E_B({}^A_Z X)}{c_0^2}, \quad (4.3)$$

$$m_k({}^{A-4}_{Z-2} Y) = (Z - 2)m_p + (A - Z - 2)m_n - \frac{E_B({}^{A-4}_{Z-2} Y)}{c_0^2}, \quad (4.4)$$

und

$$m_k({}^4_2\text{He}) = 2m_p + 2m_n - \frac{E_B({}^4_2\text{He})}{c_0^2} \quad (4.5)$$

werden die Bindungsenergien eingeführt. Damit folgt für die Reaktionsenergie aus Gleichung (4.2):

$$Q = E_B({}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}) + E_B({}^4_2\text{He}) - E_B({}^A_Z\text{X}). \quad (4.6)$$

Wenn bei der Emission des α -Teilchens kein angeregter Zustand des Tochterkerns gebildet wird, tritt die gesamte Umwandlungsenergie als kinetische Energie in Erscheinung und verteilt sich auf das α -Teilchen und den Restkern:

$$Q = E_\alpha + E_{\text{Restkern}}. \quad (4.7)$$

Mit Hilfe des Impuls- und Energieerhaltungssatzes ergeben sich die Beziehungen

$$E_\alpha = Q \frac{m_k({}^{A-4}_{Z-2}\text{Y})}{m_k({}^4_2\text{He}) + m_k({}^{A-4}_{Z-2}\text{Y})} \quad (4.8)$$

und

$$E_\gamma = Q \frac{m_k({}^4_2\text{He})}{m_k({}^4_2\text{He}) + m_k({}^{A-4}_{Z-2}\text{Y})} \quad (4.9)$$

wobei $m_k({}^4_2\text{He})$ und $m_k({}^{A-4}_{Z-2}\text{Y})$ die Massen von α -Teilchen und Restkern sind. Aufgrund seiner kleinen Masse übernimmt das α -Teilchen den überwiegenden Anteil der Energie.

Halbwertszeiten von α -Strahlern erstrecken sich von μs bis zu 10^{15} Jahren. Der empirisch gefundene Zusammenhang zwischen Q -Wert und der Umwandlungskonstante $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ wird als *Geiger-Nuttall-Regel* bezeichnet:

$$\ln \lambda = k_1 + k_2 \ln Q \quad (4.10)$$

mit den Konstanten k_1 und k_2 . Die Zahl der bekannten α -Strahler beläuft sich auf ca. 450. Tabelle 4.1 zeigt die gebräuchlichsten α -Strahler, unter denen sich die in Abschnitt 4.1.4 und 4.2.4 verwendeten Isotope ${}^{232}\text{Th}$ und ${}^{238}\text{U}$ und ${}^{241}\text{Am}$ befinden. Emittiert werden α -Teilchen mit diskreten Energien zwischen 4 und 9 MeV. Die Energie der von einem bestimmten Nuklid abgegebenen α -Strahlung entspricht der Differenz zwischen den Energieniveaus zwischen Ausgangs- und Restkern. Wenn der Übergang vom Grundzustand des Ausgangskerns in den Grundzustand des Folgekerns übergeht, haben alle α -Teilchen eine für das radioaktive Nuklid charakteristische einheitliche Energie. Bei den angeregten Kernarten treten oft Übergänge in angeregte Energieniveaus des Folgekerns auf. Es werden dann mehrere diskrete Gruppen von α -Teilchen ausgesandt, die energetisch nahe beieinanderliegen und

somit ein Linienspektrum mit Feinstruktur produzieren. Die Anregungsenergie wird durch Emission von γ -Strahlung abgegeben. Die Intensität der einzelnen α -Linien wird durch die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der der betreffende Übergang stattfindet, wie die Zerfallschemata der Isotope ^{232}Th und ^{238}U in den Abbildungen 4.2 und 4.3 verdeutlichen, die zusätzlich zu den α -Prozessen auch β -Prozesse zeigen.

β -Zerfall

Zu den Prozessen der spontanen Kernumwandlung gehören der β^- -Zerfall, der β^+ -Zerfall und der Elektroneneinfang. Diese Prozesse beruhen auf der Fähigkeit der beiden Nukleonensorten, sich ineinander umzuwandeln. Das Neutron kann in ein Proton und das Proton in ein Neutron übergehen. Da der Ladungserhaltungssatz gilt, emittiert der Kern dabei ein Elektron oder Positron, oder er fängt ein Hüllenelektron ein. Zudem wird bei jedem der drei Prozesse ein Neutrino abgegeben. Beim β^- -Prozeß findet im Kern die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton statt. Es werden ein negatives Elektron und eine Elektron-Antineutrino emittiert:

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e(\beta^-) + {}_0^0\bar{\nu}_e \quad (4.11)$$

Bei diesem Vorgang nimmt die Kernladungszahl um eine Einheit zu. Da die Ruhemasse des Elektrons im Vergleich zur Kernmasse sehr klein ist, ändert sich letztere praktisch nicht. Die Nukleonenzahl des Atomkerns bleibt erhalten:

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + \beta^- + \bar{\nu}_e. \quad (4.12)$$

Der β^+ -Zerfall verläuft unter Abgabe eines Positrons und eines Elektron-Neutrinos. Im Kern wandelt sich ein Proton in ein Neutron um:

$${}_1^1p \rightarrow {}_0^1n + {}_{+1}^0e(\beta^+) + {}_0^0\nu_e, \quad (4.13)$$

wobei die Kernladungszahl um eine Einheit abnimmt, während die Nukleonenzahl wiederum konstant bleibt:

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \beta^+ + {}_0^0\nu_e. \quad (4.14)$$

Beim Elektroneneinfang wird vom Kern ein Hüllenelektron (meist aus der K-Schale) aufgenommen und ein Elektron-Neutrino emittiert.

$${}_1^1p + {}_{-1}^0e \rightarrow {}_0^1n + {}_0^0\nu_e, \quad (4.15)$$

Die Kernladungszahl sinkt um eine Einheit, die Nukleonenzahl verändert sich nicht.

$${}_Z^AX + {}_{-1}^0e \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \nu_e. \quad (4.16)$$

Table 1.3 Common Alpha-Emitting Radioisotope Sources

Source	Half-Life	Alpha Particle Kinetic Energy (with Uncertainty) in MeV		Percent Branching
¹⁴⁸ Gd	93 y	3.182787	±0.000024	100
²³² Th	1.4×10^{10} y	4.012	±0.005	77
		3.953	±0.008	23
²³⁸ U	4.5×10^9 y	4.196	±0.004	77
		4.149	±0.005	23
²³⁵ U	7.1×10^8 y	4.598	±0.002	4.6
		4.401	±0.002	56
		4.374	±0.002	6
		4.365	±0.002	12
		4.219	±0.002	6
²³⁶ U	2.4×10^7 y	4.494	±0.003	74
		4.445	±0.005	26
²³⁰ Th	7.7×10^4 y	4.6875	±0.0015	76.3
		4.6210	±0.0015	23.4
²³⁴ U	2.5×10^5 y	4.7739	±0.0009	72
		4.7220	±0.0009	28
²³¹ Pa	3.2×10^4 y	5.0590	±0.0008	11
		5.0297	±0.0008	20
		5.0141	±0.0008	25.4
		4.9517	±0.0008	22.8
²³⁹ Pu	2.4×10^4 y	5.1554	±0.0007	73.3
		5.1429	±0.0008	15.1
		5.1046	±0.0008	11.5
²⁴⁰ Pu	6.5×10^3 y	5.16830	±0.00015	76
		5.12382	±0.00023	24
²⁴³ Am	7.4×10^3 y	5.2754	±0.0010	87.4
		5.2335	±0.0010	11
²¹⁰ Po	138 d	5.30451	±0.00007	99+
²⁴¹ Am	433 y	5.48574	±0.00012	85.2
		5.44298	±0.00013	12.8
²³⁸ Pu	88 y	5.49921	±0.00020	71.1
		5.4565	±0.0004	28.7
²⁴⁴ Cm	18 y	5.80496	±0.00005	76.4
		5.762835	±0.000030	23.6
²⁴³ Cm	30 y	6.067	±0.003	1.5
		5.992	±0.002	5.7
		5.7847	±0.0009	73.2
		5.7415	±0.0009	11.5
²⁴² Cm	163 d	6.11292	±0.00008	74
		6.06963	±0.00012	26
^{254m} Es	276 d	6.4288	±0.0015	93
²⁵³ Es	20.5 d	6.63273	±0.00005	90
		6.5916	±0.0002	6.6

Data from Rytz.³Abbildung 4.1: Gebräuchliche Alpha-Strahlungsquellen mit ihrer Halbwertszeit, der emittierten α -Energie und dem Vertrauensniveau [Kno99]

Nuclide	Half-life	Major radiation energies (MeV) and intensities*		
		α	β	γ
^{232}Th	$1.39 \times 10^{10} \text{ y}$	3.95 (24%) 4.01 (76%)	–	–
\downarrow				
^{228}Ra	5.75y	–	0.055 (100%)	–
\downarrow				
^{228}Ac	6.13h	–	2.11 (100%)	0.34 (15%) 0.908 (25%) 0.96 (20%)
\downarrow				
^{228}Th	1.913y	5.34 (28%) 5.42 (71%)	–	0.084 (1.6%) 0.214 (0.3%)
\downarrow				
^{224}Ra	3.64d	5.45 (5.5%) 5.68 (94.5%)	–	0.241 (3.7%)
\downarrow				
^{220}Rn	55.6s	6.30 (~100%)	–	0.55 (0.07%)
\downarrow				
^{216}Po	0.145s	6.78 (100%)	–	–
\downarrow				
^{212}Pb	10.64h	–	0.580	0.239 (47%) 0.300 (3.2%)
\downarrow				
^{212}Bi	60.5m	6.05 (70%) 6.09 (30%)	2.25 (100%)	0.040 (2%) 0.727 (7%) 1.620 (1.8%)
\swarrow 64.0% \searrow 36.0%				
^{212}Po	304ns	8.78 (100%)	–	–
\downarrow				
^{208}Tl	3.1m	–	1.80 (100%)	0.511 (23%) 0.583 (86%) 0.860 (12%) 2.614 (100%)
\downarrow				
^{208}Pb	Stable	–	–	–

* Intensities refer to percentage of disintegrations of the nuclide itself, not to the original parent of the series.

Abbildung 4.2: Zerfallsschema des natürlich vorkommenden radioaktiven Isotops ^{232}Th mit den häufigsten β - und α -Prozessen. [Kno99]

Nuclide	Half-life	Major radiation energies (MeV) and intensities*		
		α	β	γ
^{238}U	$4.468 \times 10^9 \text{ y}$	4.15 (23%) 4.19 (77%)	–	–
\downarrow				
^{234}Th	24.1d	–	~0.103 (19%) 0.191 (81%)	0.063 (3.5%) 0.093 (4%)
\downarrow				
^{234}Pa	1.18m	–	2.29 (98%)	0.765 (0.30%) 1.001 (0.60%)
\swarrow 99.86% \searrow 0.14%				
^{234}Pa	6.7h	–	0.53 (66%) 1.13 (13%)	0.10 (50%) 0.70 (24%) 0.90 (70%)
\downarrow				
^{234}U	$2.48 \times 10^5 \text{ y}$	4.72 (28%) 4.77 (72%)	–	0.053 (0.2%)
\downarrow				
^{230}Th	$7.52 \times 10^4 \text{ y}$	4.62 (24%) 4.68 (76%)	–	0.068 (0.6%) 0.142 (0.07%)
\downarrow				
^{226}Ra	1602y	4.60 (5.5%) 4.78 (94.5%)	–	0.186 (4%)
\downarrow				
^{222}Rn	3.825d	5.49 (~100%)	–	0.510 (0.07%)
\downarrow				
^{218}Po	3.05m	6.11 (100%)	0.33 (100%)	–
\swarrow 99.98% \searrow 0.02%				
^{214}Pb	26.8m	–	1.03 (6%)	0.295 (19%) 0.352 (36%)
\swarrow 99.96% \searrow 0.04%				
^{214}Pb	26.8m	–	1.03 (6%)	0.295 (19%) 0.352 (36%)
\swarrow 99.96% \searrow 0.04%				
^{214}Bi	19.7m	5.61 (100%)	3.26 (100%)	0.609 (47%) 1.120 (17%) 1.764 (17%)
\swarrow 99.96% \searrow 0.04%				
^{214}Po	164 μs	7.83 (100%)	–	0.799 (0.014%)
\swarrow 99.96% \searrow 0.04%				
^{210}Tl	1.32m	–	2.3 (100%)	0.296 (80%) 0.795 (100%) 1.31 (21%)
\downarrow				
^{210}Pb	~22y	3.7 (1.8 $\times 10^{-8}$ %)	0.017 (85%) 0.064 (15%)	0.047 (4%)
\downarrow				
^{210}Bi	5.02d	4.93 (60%) 4.89 (34%) 4.59 (5%)	1.155 (100%)	–
\swarrow ~100% \searrow ~0.0001%				
^{210}Po	138.3d	5.30 (100%)	–	0.803 (0.0011%)
\swarrow ~100% \searrow ~0.0001%				
^{206}Tl	4.19m	–	1.520 (100%)	–
\downarrow				
^{206}Pb	Stable	–	–	–

* Intensities refer to percentage of disintegrations of the nuclide itself, not to the original parent of the series.

Abbildung 4.3: Zerfallsschema des natürlich vorkommenden radioaktiven Isotops ^{238}U mit den häufigsten β -und α -Prozessen. [Kno99]

Da die Zahl der Nukleonen bei allen Arten der β -Umwandlung erhalten bleibt, sind Ausgangs- und Folgekern immer isobar. β -Umwandlung kommt praktisch bei allen Elementen des Periodensystems vor, wenn die Massendifferenz zwischen Ausgangs- und Folgekern die Elektronenruhemasse übertrifft. Die beim β -Prozeß frei werdende Umwandlungsenergie Q verteilt sich auf die beiden emittierten Teilchen:

$$Q = E_\beta + E_{\nu_e}. \quad (4.17)$$

Dabeil erhält man ein kontinuierliches Energiespektrum, das sich von $E_\beta = 0$ bis zu einem Maximalwert $E_\beta = E_{\beta_{max}}$ erstreckt. Bei der Maximalenergie erhält das Neutrino keine kinetische Energie. Das β -Teilchen nimmt selbst die gesamte Umwandlungsenergie auf, so daß gilt: $E_{\beta_{max}} \approx Q$. Abbildung 4.4 zeigt die typische Form der kontinuierlichen Energieverteilung für einen β^- - und einen β^+ -Strahler. Die meisten β -Teilchen besitzen also eine kinetische Energie, die kleiner als die halbe

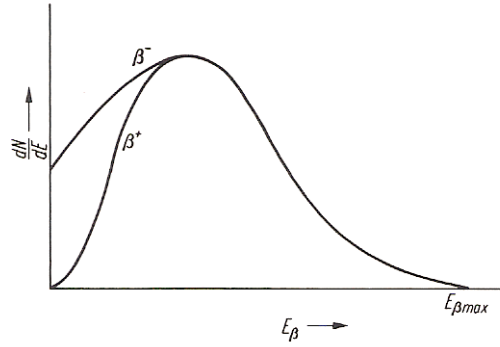


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung von Beta-Energiespektren [Sto05]

Umwandlungsenergie ist. Bei niedrigen Energien ist zwischen dem Energiespektrum der Elektronen und der Positronen ein deutlicher Unterschied festzustellen. Durch den Einfluß des Coulomb-Feldes werden die austretenden Positronen beschleunigt, wodurch im β^+ -Spektrum sehr kleine Energien fehlen. Dagegen sind im β^- -Spektrum immer zahlreiche energiearme Teilchen vorhanden.

Bei allen drei Umwandlungsarten beobachtet man je Umwandlungsprozeß neben einem β -Teilchen oft zwei oder sogar mehrere γ -Quanten, die entstehen, wenn der angeregte Tochterkern in einen niederenergetischeren Zustand übergeht.

γ -Übergänge

Ähnlich wie die Elektronenhülle kann auch der Atomkern in energetisch angeregten Zuständen existieren. Nach einem α - oder β -Umwandlungsprozeß verbleibt der

Folgekern häufig in einem Zustand höherer Energie. Die Anregungszustände der Atomkerne liegen 0,01 bis 10 MeV über dem Grundzustand, Kernspin und Größe des elektrischen und magnetischen Moments sind unterschiedlich. Trotz gleicher Kernladungs- und Nukleonenzahl sind daher Kerne in verschiedenen Anregungszuständen als unterschiedliche Kernarten anzusehen.

Reicht die Anregungsenergie nicht zur Entfernung eines Nukleons aus, so kann ein angeregter Atomkern seine Energie durch einen spontanen Gamma-Übergang abgeben und damit in den Grundzustand zurück kehren. Solche Übergänge können über mehrere Anregungsstufen erfolgen. γ -Übergänge sind immer Folgeerscheinungen von Vorgängen in denen angeregte Atomkerne entstehen und erfolgen ohne Veränderung der Kernladungs- und Nukleonenzahl.

Wie bei der β - und α -Umwandlung erläutert, wird bei radioaktiven Zerfällen häufig der Grundzustand des Folgekerns nicht sofort erreicht. Es entstehen erst angeregte Kernzustände, deren Anregungsenergie meist schnell ($< 10^{-14}s$) in Form von γ -Quanten abgegeben wird. Die Energien der Gammaquanten ergeben sich aus den Energiedifferenzen der Niveaus zwischen denen die Übergänge stattfinden. Hierbei gilt:

$$E_\gamma = E_2 - E_1 = hf, \quad (4.18)$$

wobei h die Planckzahl und f die Frequenz der emittierten Strahlung sind. γ -Spektren sind daher Linienspektren. Bei radioaktiven Zerfällen werden γ -Quanten mit Energien zwischen 10 keV und 7 MeV ausgesandt.

Die Lebensdauer der Kerne in angeregten Zuständen sind meist extrem kurz. In einigen Fällen kann die Lebensdauer der angeregten Zustände allerdings bis hin zu Jahren betragen. Angeregte Kerne mit meßbarer Halbwertszeit sind *Isomere* der Kerne mit gleichem Z und A im Grundzustand. Kernisomerie tritt insbesondere dann auf wenn die Änderung der Kernspinquantenzahl groß und die Gammaenergie klein ist. ^{137}Cs und ^{60}Co sind typische Beispiele für Kernisomeren, ihr jeweiliges Zerfallsschema ist in Abbildung 4.5 zu dargestellt:

Der radioaktive Cäsiumkern $^{137}_{55}\text{Cs}$ geht durch Emission von β^- -Teilchen in 94% aller Fälle in einen isomeren Zustand des Bariums $^{137}_{56}\text{Ba}^m$ über, der eine Halbwertszeit von 2,55 Minuten aufweist. Von diesem Zustand aus erfolgt unter Aussendung von Gammastrahlung mit der Energie 662 keV der Übergang in den Grundzustand des Bariums. Zudem beobachtet man mit 6% Häufigkeit den direkten β^- -Zerfall in den Grundzustand des Bariums.

Bei der Herstellung des häufig verwendeten radioaktiven Nuklids $^{60}_{27}\text{Co}$ im Kernreaktor bildet sich zunächst ein isomerer Zustand. Beim Beschuß von $^{59}_{27}\text{Co}$ mit Neutronen entsteht durch eine (n,γ) -Reaktion ein isomerer Cobaltkern mit einer Halbwertszeit von 10,5 Minuten. Dieser Kern geht unter Emission energiearmer

Gammastrahlung in den langlebigeren Zustand des Cobalts $^{60}_{27}\text{Co}$ über. Der Kern des $^{60}_{27}\text{Co}$ wandelt sich mit 99,7% Häufigkeit unter Emission eines β^- -Teilchens in einen angeregten Zustand des $^{60}_{28}\text{Ni}$ um, von dem der Grundzustand durch Aussendung zweier Gammaquanten (1173 keV und 1333 keV) in Form einer Kaskade erreicht wird.

Die wichtigsten radioaktiven Gammaquellen, die zur Kalibration beider NaI-Detektoren verwendet wurden, sind ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{228}Th und ^{22}Na (vgl. Abb. 4.5).

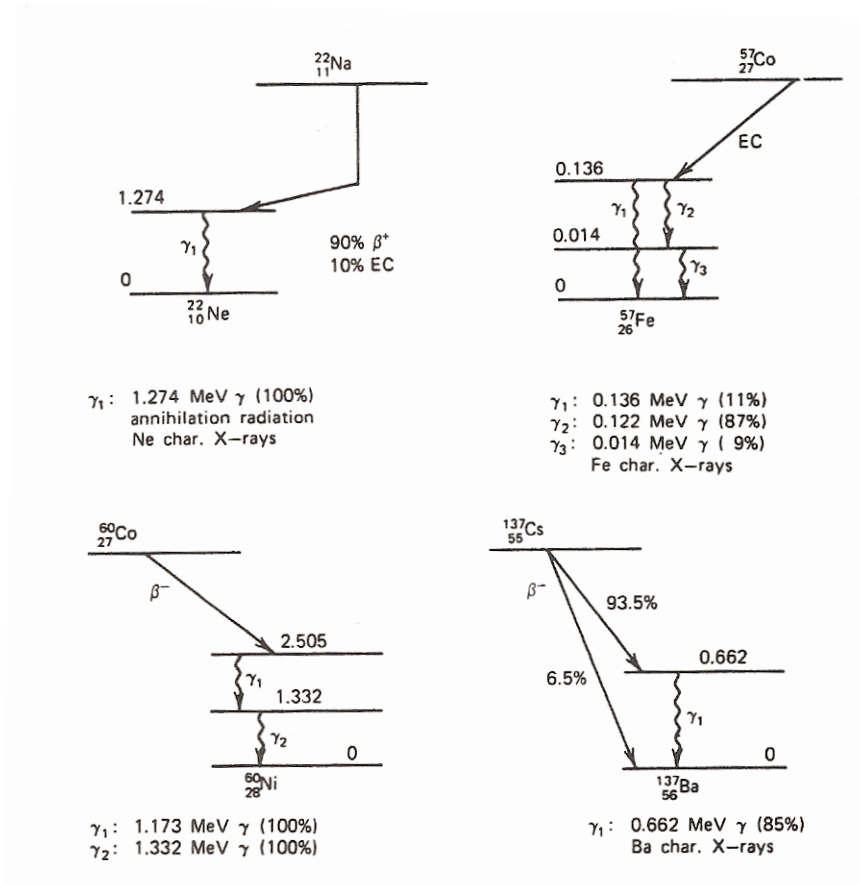


Abbildung 4.5: Die Zerfallsschemata von ^{60}Co , ^{57}Co , ^{137}Cs und ^{22}Na [Kno99]. Der γ -Zerfall folgt jeweils auf einen β -Prozeß.

4.1.2 Das Prinzip der Gamma-Spektroskopie

Das Prinzip der Gamma-Detektion beruht auf der Wechselwirkung der Photonen mit den Elektronen im Material, in der das Photon einen Teil oder seine ganze Energie überträgt. Die übertragene kinetische Energie verliert das Elektron wiederum durch Ionisation und Anregung der Atome im Absorbermaterial (oder auch durch Bremsstrahlung).

Unterschieden werden drei Wechselwirkungsarten von Gammastrahlung mit Materie:

- photoelektrische Absorption,
- Compton-Streuung und
- Paarbildung.

Wie Abbildung 4.6 zeigt, sind die unterschiedlichen Prozesse in charakteristischen Energiebereichen dominant. Während der photoelektrische Effekt hauptsächlich unterhalb von 1 MeV beobachtet wird, dominiert die Paarbildung den Bereich von 5 - 10 MeV. Den mittleren Energiebereich von 1-5 MeV deckt die Compton-Streuung ab. Im folgenden wird auf die einzelnen Prozesse basierend auf [Kno99] eingegangen.

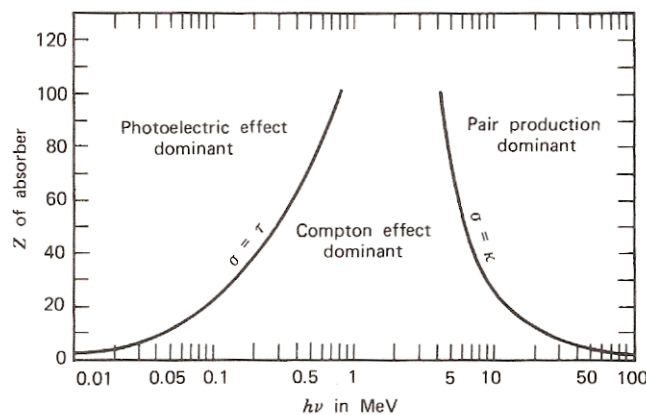


Abbildung 4.6: Relativer Einfluss der drei Hauptwechselwirkungen von Gammastrahlung für unterschiedliche Absorbermaterialien und Gamma-Energien [Kno99]

Photoelektrischer Effekt

Der Photoelektrische Effekt ist ein inelastischer Prozess, bei dem ein Gammaquant unter Aussendung eines schwach gebundenen Hüllenelektrons vollständig absorbiert

wird (Abb. 4.7). Für die kinetische Energie des emittierten Hüllenelektrons gilt:



Abbildung 4.7: Photoabsorption: Ein Gammaquant wird vollständig absorbiert und ein Hüllenelektron ausgesandt. [Kno99].

$$E_{e-} = h\nu - E_B \quad (4.19)$$

$h\nu$ ist hier die Energie des Gammas und E_B die Bindungsenergie des Hüllenelektrons. Durch die Emission eines Elektrons entsteht eine Lücke in der Atomhülle, die durch Röntgenübergänge gefüllt wird. Die Röntgenstrahlen können wiederum Elektronen aus höheren Schalen emittieren (Auger-Elektronen). Die Energie des einfallenden Gammaquants entspricht der Summe aus der kinetischen Energie des ausgesandten Hüllenelektrons - das den größten Anteil der Photonenenergie trägt - und der kinetischen Energie der Auger-Elektronen. Für einen idealen Detektor erwartet man einen scharfen Peak an der Stelle $h\nu$ wie in Abbildung 4.8 gezeigt (Full Energy Peak).



Abbildung 4.8: Full Energy Peak bei Photoabsorption in einem idealen Detektor [Kno99].

Der Wirkungsquerschnitt für den reinen Photoeffekt ist nur für Näherungen in verschiedenen Energiebereichen darstellbar. Der Wirkungsquerschnitt pro Atom oberhalb der Bindungsenergie des K-Elektrons, jedoch im nichtrelativistischen Bereich,

kann durch [Leo94]

$$\sigma_{\text{Photo}} = \frac{32}{3} \alpha^4 \sqrt{2} \pi r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} Z^5 \quad (4.20)$$

beschrieben werden. Hier ist $r_e = 2,82$ fm der Elektronenradius, c die Lichtgeschwindigkeit, α die Feinstrukturkonstante. Z ist die Kernladungszahl und E_γ die absorbierte Photonenenergie. Da der Wirkungsquerschnitt proportional zu Z^5 ist, sind Materialien mit hohem Z besonders gut als Detektormaterial geeignet. Für die Absorption niederenergetischer Photonen muß Gleichung (4.20) durch den Einfluß der K-Kanten korrigiert werden:

$$\sigma_{\text{Photo}} = \frac{8}{3} 2^7 r_e^2 \alpha^{-3} \frac{1}{Z^2} \pi^2 \left(\frac{E_k}{E_\gamma} \right)^4 \frac{e^{-4\xi \operatorname{arccot}(\xi)}}{1 - e^{-2\pi\xi}} \quad (4.21)$$

mit

$$E_k = \frac{1}{2} (Z - 0,03)^2 m_e c^2 \alpha^2 \quad (4.22)$$

und

$$\xi = \sqrt{\frac{E_k}{(E_\gamma - E_k)}}. \quad (4.23)$$

Compton-Streuung

Bei einem Compton-Prozess wird ein Gammaquant elastisch an einem Hüllenelektron gestreut (vgl. Abb. 4.9).

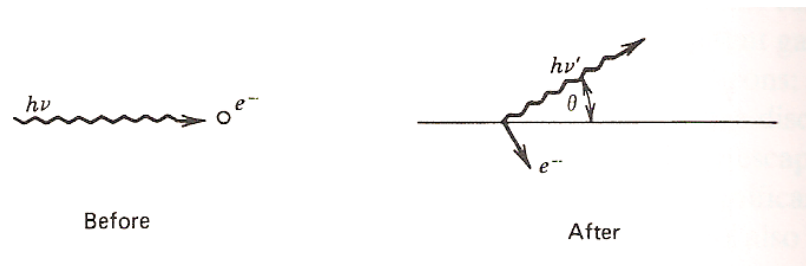


Abbildung 4.9: Compton Wechselwirkung: Ein Gammaquant wird elastisch an einem Hüllenelektron gestreut. Links: Gammaquant und Elektron vor der Streuung. Rechts: Gestreutes Gammaquant und Elektron nach der Wechselwirkung. [Kno99]

Die Energie des gestreuten Photons ist abhängig vom Streuwinkel Θ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \Theta)}, \quad (4.24)$$

wobei m_0c^2 die Ruhemasse des Elektrons (511 keV) ist. Die kinetische Energie des rückgestreuten Elektrons beschreibt Gleichung (4.25).

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \Theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \Theta)} \right) \quad (4.25)$$

Der minimale Energieübertrag ereignet sich bei $\Theta \approx 0$. Den Fall maximalen Energieübertrags erhält man bei $\Theta = \pi$, in dem das Photon in die Richtung zurückgestreut wird, aus der es gekommen ist. Comptonstreuung tritt in einem Detektor mit allen Streuwinkeln zwischen 0 und π auf. Aus diesem Grund ist das Energiespektrum der gestreuten Elektronen kontinuierlich und wird Compton-Kontinuum genannt. Die Energieverteilung der Elektronen ist schematisch in Abbildung 4.10 dargestellt.

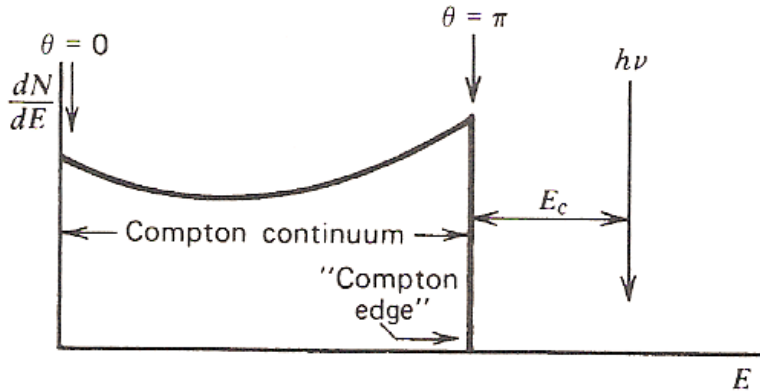


Abbildung 4.10: Compton Spektrum: Der charakteristische Compton-Bereich liegt links (im energetisch niedriger als der Photopeak bei $h\nu$ und tritt als kontinuierliches Spektrum auf. [Kno99]

Die *Klein-Nishina*-Formel [Leo94] gibt den Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung an einem Elektron an:

$$\sigma_{Compton} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left(\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right) + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right) \quad (4.26)$$

mit

$$\gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}. \quad (4.27)$$

Hier ist $r_e = 2,82$ fm der Elektronenradius, c die Lichtgeschwindigkeit und E_γ die absorbierte Photonenenergie.

Da in realen Detektoren aufgrund der endlichen GröÙe ein Teil der einfallenden Energie entweichen kann, erhält man immer Signale im Bereich des Compton-Kontinuums. Für Gammaübergänge mit unterschiedlichen Energien summieren sich die Compton-Kontinua auf.

Paarbildung

Im Coulombfeld der Kerne des Absorbermaterials wird bei der Paarbildung durch das einfallende Photon ein Positron-Elektron Paar erzeugt, wenn das Photon die minimale Energieschwelle von $2m_e c^2 = 1,022$ MeV erreicht. Das Photon wird bei diesem Prozess annihilert. Ist die Photonenenergie gröÙer als $2m_e c^2$, wird die überschüssige Energie als kinetische Energie auf das Elektron-Positron Paar aufgeteilt:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_e c^2 \quad (4.28)$$

Das Elektron-Positron Paar bewegt sich für typische Energien einige Millimeter im Absorbermaterial, bis es seine kinetische Energie vollständig abgibt. Durch die Anihilation eines Positrons mit einem Elektron werden zwei Photonen mit einer totalen Energie von $2m_e c^2$ erzeugt, die ihre Energie über Photoeffekt oder Compton-Streuung deponieren, sofern sie nicht vorher aus dem Material entweichen. Im ersten Fall erhält man einen scharfen Peak bei $h\nu$. Entweicht eines der beiden Photonen aus dem Absorbermaterial, so erhält man an der Stelle $h\nu - m_e c^2$ den sogenannten „Single Escape Peak“. Entweichen beide Photonen, so erhält man an der Stelle $h\nu - 2m_e c^2$ den „Double Escape Peak“. Die schematische Darstellung der Prozesse und das resultierende Spektrum zeigen die Abbildungen 4.11 und 4.12.

Der atomare Wirkungsquerschnitt für den Paarbildungseffekt zeigt im Energiebereich $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$ eine Proportionalität zu Z^2 und eine logarithmische Abhängigkeit von der Photonenenergie

$$\sigma_{Paar} \sim Z^2 \ln E_\gamma. \quad (4.29)$$

Für $E_\gamma < 5m_e c^2$ und $E_\gamma > 50m_e c^2$ wächst σ_{Paar} mit steigender Energie langsamer. Die Paarbildung ist bei Elementen mit niedriger Ordnungszahl für $E_\gamma > 15$ MeV und bei Elementen mit großer Ordnungszahl für $E_\gamma > 5$ MeV der vorherrschende WechselwirkungsprozeÙ.

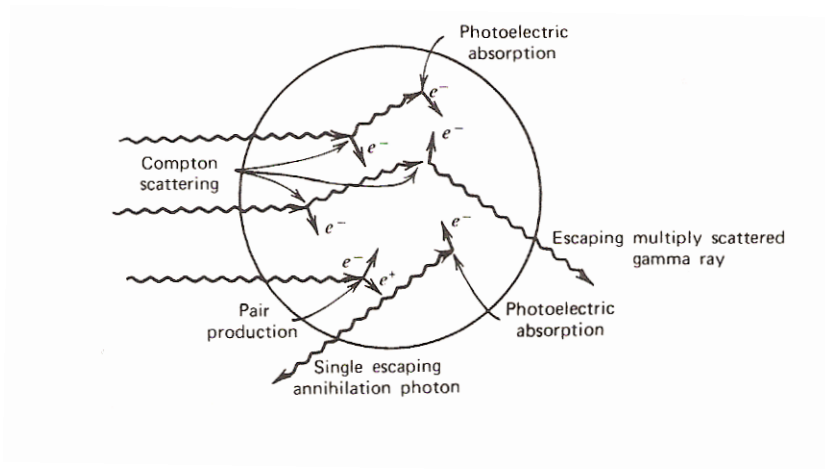


Abbildung 4.11: Wechselwirkungsprozesse in Szintillationsdetektoren mittlerer Größe [Kno99]

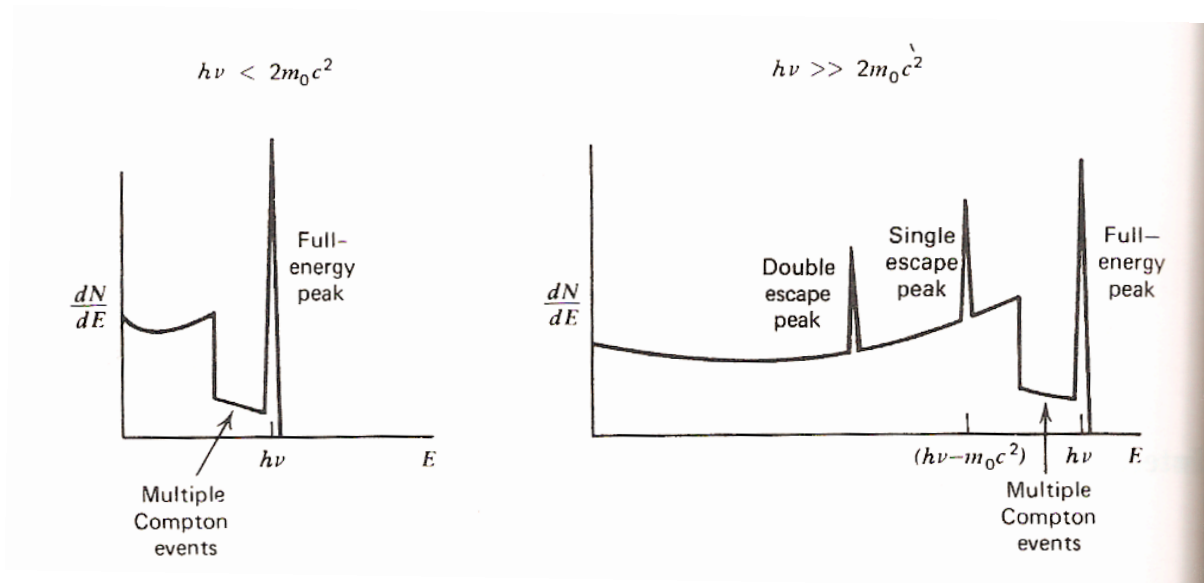


Abbildung 4.12: Energiespektren in Szintillationsdetektoren mittlerer Größe [Kno99]. Bei $h\nu > 2m_0c^2$ tritt auch Paarbildung auf.

4.1.3 Der 3" NaI Detektors

Für die Messungen des Gammaflusses wurde ein 3" Natriumiodid (NaI) Detektor der Firma Saint Gobain verwendet. Mit Thallium dotierte Natriumiodidkristalle finden häufige Anwendung als Szintillationszähler, da sie relativ leicht herzustellen

sind und eine hohe Nachweiseffektivität für Gammastrahlung haben. Abbildung 4.13 zeigt den grundlegenden Aufbau eines Natriumiodid Szintillationsdetektors bestehend aus dem Szintillator Kristall, einem Photomultiplier (PMT) und einer Zählelektronik (MCA). Ein Teil der bei einer Gamma-Wechselwirkung emittierten Photonen

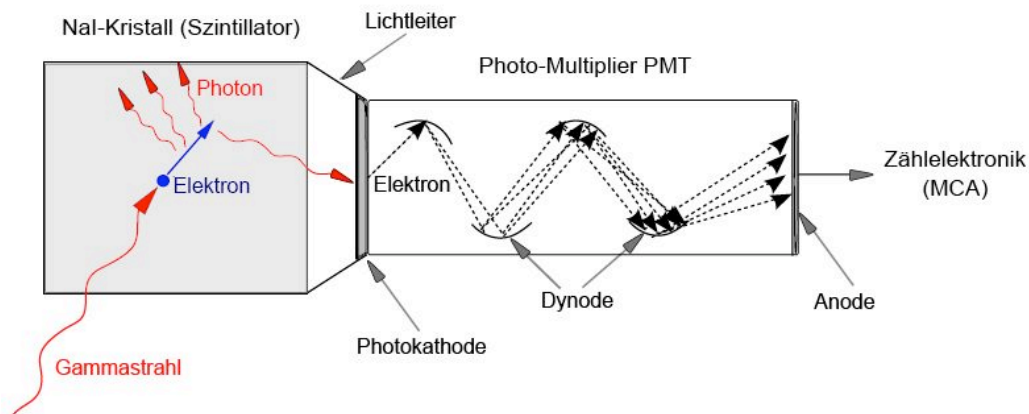


Abbildung 4.13: Schematischer Aufbau eines NaI-Szintillationsdetektors [Te08]

gelangt durch einen Lichtleiter auf die Photokathode des Photomultipliers und löst dort Elektronen aus. Diese werden in einer Kette von Dynoden beschleunigt und vervielfacht. Von der Anode aufgefangen, erzeugen die vervielfachten Elektronen an einem Widerstand einen Spannungsimpuls, der bis zu 10^9 -fach verstärkt ist. Selbst eine geringe Anzahl von im Szintillator entstandener Photonen erzeugt am Ausgang des Verstärkers einen meßbaren elektrischen Impuls. Die Höhe des elektrischen Impulses ist proportional zur Energie, die das einfallende Photon im Kristall deponiert hat.

Eigenschaften und Einstellungen

Abbildung 4.14 zeigt den verwendeten NaI Detektor mit MCA (rote Endkappe links). Die Datenerfassung wurde mit der Software Genie2000 [Can08] durchgeführt. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Eigenschaften des NaI-Detektors aufgeführt.

Die Hochspannung wurde so eingestellt, dass der MCA Gammastrahlung mit einer Energie bis zu 3000 keV aufnehmen kann. Tabelle 4.2 zeigt die optimale Detektoreinstellungen. Alle Messungen wurden mit diesen Einstellungen durchgeführt. Der MCA wurde intern getriggert.

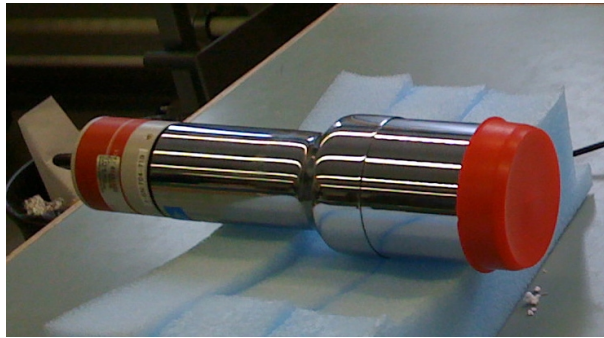


Abbildung 4.14: Der für alle Gammamessungen verwendete 3“ NaI Detektor.

Natrium-Iodid [%]	99-100%
Thallium-Iodid [%]	< 1%
Dichte [g/cm^3]	3.67
Schmelztemperatur [K]	924
thermischer Expansionskoeffizient [$^{\circ}\text{C}^{-1}$]	$47.4 \cdot 10^{-6}$
hygroskopisch	Ja
max. Wellenlänge der Emission [nm]	415
Lichtausbeute [Photonen/keV γ]	38
Temperaturkoeffizient der Lichtausbeute [$\%^{\circ}\text{C}^{-1}$]	-0.3

Tabelle 4.1: Die Haupteigenschaften des NaI-Detektors [Sai08]

High Voltage (HV)	680 V
Lower Level Discriminator (LLD)	2.06%
Upper Level Discriminator (ULD)	100.19%
Noise Unterdrückung	2.35%
Amplifier	$0.722 \times$
Gain Adjust	70 channels

Tabelle 4.2: Optimale Detektoreinstellungen

4.1.4 Detektorcharakterisierung

Zur Charakterisierung eines Detektors ist die Bestimmung der Größen Energiekalibration, Energieauflösung, intrinsische Effizienz und intrinsischer Untergrund unerlässlich. In diesem Kapitel wird die Charakterisierung des 3“ NaI Detektors beschrieben:

Energiekalibration

Jedes Gamma-Quant, das im Detektor absorbiert wird, führt zu einem elektrischen Spannungs-Impuls, dessen Höhe proportional zur absorbierten Energie ist. Die Detektorschwelle beträgt 8 keV und die ersten beiden MCA-Kanäle werden mit der Einstellung „Noise Unterdrückung“ unterdrückt, so daß die Totzeit in einem vernachlässigbaren Bereich von 2 - 4% liegt. Jeder der ankommenden Impulse wird digitalisiert (in einen Wert zwischen 1 und 1024). Der Inhalt des Zählers im MCA mit dieser Nummer (Kanal) wird dann um den Wert 1 erhöht. Das Spektrum liefert also eine Aussage über die Häufigkeitsverteilung der einzelnen Impulshöhen. Da die Impulshöhe nicht nur von der Energie der Gamma-Strahlung, sondern auch von den speziellen Einstellungen und Eigenschaften des Messsystems abhängt (z.B. Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers, Hochspannung des Photomultipliers), steht noch nicht fest, wie die Energien der Gamma-Quanten mit den Kanälen des MCA zusammenhängen. Diesen Zusammenhang erhält man durch die Energie-Kalibration mit Hilfe des Spektrums von radioaktiven Substanzen, bei denen die Energien einzelner Spektrallinien bekannt sind. Bei der Energie-Kalibrierung wird eine mathematische Funktion bestimmt, die die Abhängigkeit der Energie E von der Kanalnummer K angibt. Für die Eichung des 3“ NaI wurden vier radioaktive Quellen verwendet: ^{60}Co , ^{57}Co , ^{137}Cs und ^{228}Th (vgl. Abschnitt 4.1.1). Die aufgenommenen Energiespektren zeigt Abbildung 4.15.

Die Kanalnummer der Photopeaks wurden mit Hilfe von GENIE2000 bestimmt und der Fehler zu ± 4 Kanäle angenommen. Abbildung 4.16 zeigt die Kanalnummer der Photopeaks aufgetragen als Funktion der Gammaenergie. Diese Punkte wurden mit einer linearen Funktion $E = a \cdot [Kanal] + b$ gefittet, weil die Kanalnummer im gemessenen Bereich linear proportional zur Photonenenergie ist [Kno99]. Mit Hilfe des linearen Fits ergeben sich die Parameter zu:

$$a = 3,2 \pm 0,1 \quad (4.30)$$

und

$$b = -56 \pm 5. \quad (4.31)$$

Diese Energieeichung wird in allen folgenden Spektren des 3“ NaI verwendet. Im Niederenergiebereich ergeben sich kleine Unlinearitäten, die sich z.B. auf das Rauschen in der Elektronik zurückführen lassen. Dieser Effekt kann aufgrund der Detektionsschwelle von 4 keV (und der Unterdrückung der ersten zwei MCA Kanäle) bei dieser Messung vernachlässigt werden.

Energieauflösung

Die Energieauflösung R beschreibt die Trennschärfe zweier spektraler Peaks, also die Möglichkeit zwei benachbarte Peaks im Spektrum zu trennen. Sie ist definiert

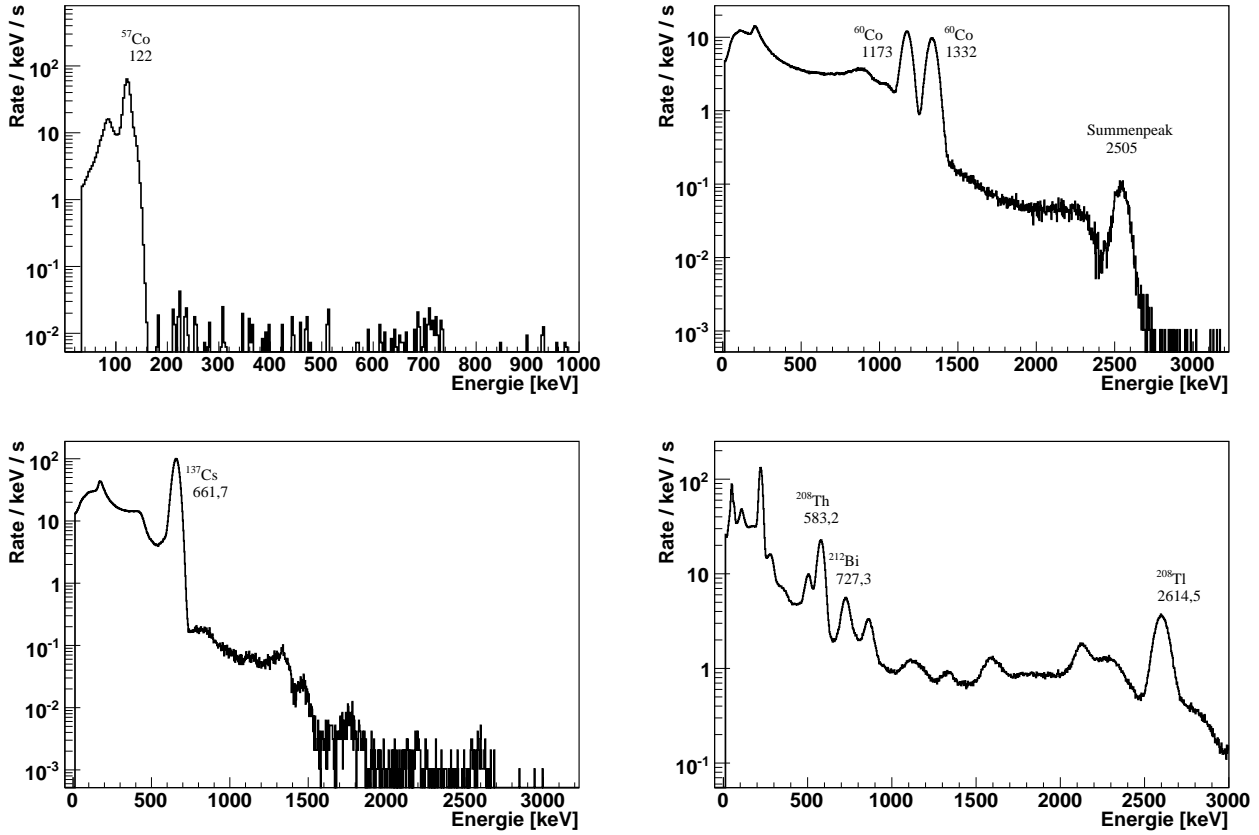


Abbildung 4.15: (links oben) Das Gammaspektrum der ^{57}Co Probe. (rechts oben) Das Gammaspektrum der ^{60}Co Probe. (links unten) Das Gammaspektrum der ^{137}Cs Probe. (rechts unten) Das Gammaspektrum der ^{228}Th Probe. Die Gammalinien, welche für die Energie-Kalibrierung und Bestimmung der Energie-Auflösung verwendet wurden, sind in den Spektren eingetragen.

durch:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = K \frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (4.32)$$

wobei FWHM die Halbwertsbreite, H_0 der Peakschwerpunkt und K eine Proportionalitätskonstante ist. Die Energieauflösung ist umgekehrt proportional zur Wurzel der Gammaenergie. Ein kleiner Wert für die Energieauflösung R bedeutet, dass ein Detektor zwei energetisch nahe beieinander liegende Peaks trennen kann. Ein Detektor mit grossem R kann die beiden Peaks nicht unterscheiden und produziert einen Peak an der Stelle wo eigentlich zwei Peaks liegen würden. Aufgrund der statistischen Fluktuationen beim Prozess der Registrierung der Gammaquanten kann der Photopeak gut mit einer Gauß Kurve beschrieben werden. Mit $H_0 = E$ erhält man

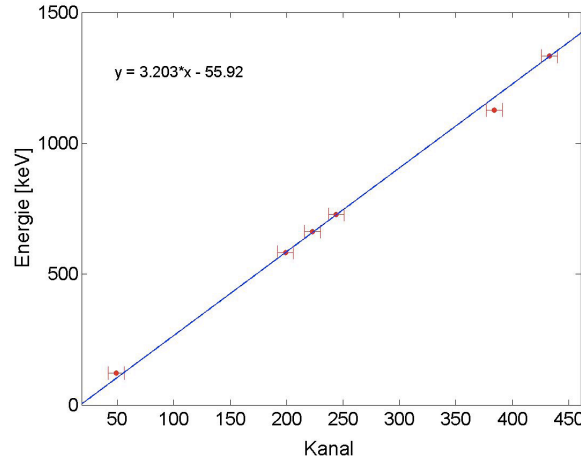


Abbildung 4.16: Die Energie-Kalibrierung des NaI-Detektors [Te08].

aus Gleichung (4.32):

$$\text{FWHM} = K\sqrt{E} \quad (4.33)$$

Aufgrund der realen experimentellen Bedingungen, ändert sich Gleichung (4.33) um den konstanten Teil C :

$$\text{FWHM} = K\sqrt{E} + C, \quad (4.34)$$

da aufgrund des elektronischen Rauschens $\text{FWHM} \neq 0$ für $E = 0$ keV ist. Somit erhält man für die Energieauflösung des NaI-Detektors:

$$R = \frac{K}{\sqrt{E}} + \frac{C}{E} \quad (4.35)$$

Um die Energieauflösung des hier verwendeten NaI-Detektors zu bestimmen, wird ein Gaußfit auf die Photopeaks der Kalibrationsquellen angewendet und damit FWHM für die jeweilige Photoenergie bestimmt. Abbildung 4.17 zeigt exemplarisch das Anlegen eines Gaußfits für die ^{60}Co Peaks. In Tabelle 4.3 sind die Resultate für FWHM zusammengefasst.

Abbildung 4.17 zeigt rechts die Halbwertsbreite FWHM als Funktion der Wurzel der Energie.

Mit Hilfe des linearen Fits erhält man für die Parameter K und C aus Gleichung 4.35:

$$K = (1,86 \pm 0,08)\sqrt{\text{keV}} \quad (4.36)$$

und

$$C = (0,89 \pm 2,56) \text{ keV} \quad (4.37)$$

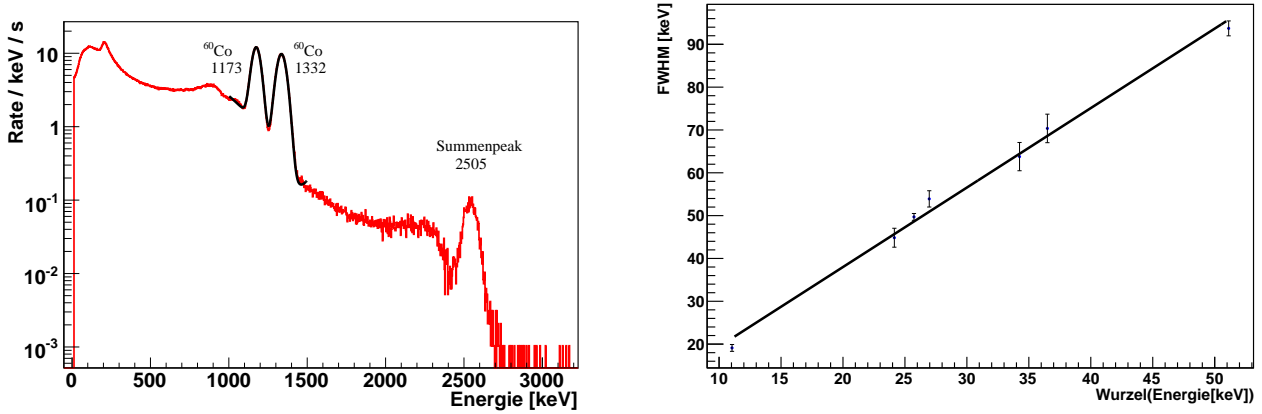


Abbildung 4.17: Links: Das Gammaspektrum der ^{60}Co Probe mit Gaußfit aus denen die FWHM der einzelnen Peaks bestimmt wurde; Rechts: Die resultierenden Halbwertsbreiten FWHM als Funktion der Wurzel der Energie

Nuklid	Gammalinie [keV]	Halbwertsbreite FWHM
^{57}Co	122,1	$19,11 \pm 0,08$
^{137}Cs	661,7	$49,7 \pm 0,08$
^{60}Co	1173,2	$63,78 \pm 0,30$
^{60}Co	1332,5	$70,36 \pm 0,33$
^{208}Th	583,2	$44,84 \pm 0,21$
^{208}Tl	2614,5	$93,72 \pm 0,74$
^{212}Bi	727,3	$53,91 \pm 0,09$

Tabelle 4.3: Die Peaks in Abbildung 4.15 wurden mit einer Gaußfunktion gefittet. Die Halbwertsbreiten FWHM der Gaussfits sind in der Tabelle aufgelistet und werden zur Bestimmung der Energie-Auflösung verwendet.

Wie erwartet zeigt die Auflösung den Zusammenhang

$$R \propto \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Intrinsische Effizienz

Unter intrinsischer Effizienz oder Nachweiswahrscheinlichkeit versteht man die Wahrscheinlichkeit, daß ein einfallendes Gammaquant vom Detektor auch nachgewiesen wird:

$$\epsilon_{\text{intrinsisch}} = \frac{\text{Anzahl gemessener Signale}}{\text{Anzahl einfallender Strahlungsquanten}}. \quad (4.38)$$

Vorwiegend hängt die intrinsische Effizienz vom Absorbermaterial, der Strahlungsenergie und der physischen Größe des Detektors ab. Die intrinsische Effizienz des in den Gamma-Messungen am LNGS verwendeten 3" NaI Detektors wird benötigt um den integrierten Gammafluß an den unterschiedlichen Meßpositionen zu ermitteln. Zur Bestimmung der intrinsischen Effizienz mißt man die Zählrate radioaktiver Quellen mit bekannter Aktivität, hier gilt der Zusammenhang

$$N_\gamma = A \cdot I_\gamma(E_\gamma), \quad (4.39)$$

mit A =Aktivität der Quelle und I_γ als Verzweigungsverhältnis der Gammastrahlung einer bestimmten Energie, die Abbildung 4.2 und 4.5 entnommen werden kann. Für die theoretisch erwartete Zählrate gilt

$$N'_\gamma = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot N_\gamma, \quad (4.40)$$

mit Ω als Raumwinkel des jeweiligen experimentellen Aufbaus. Für Ω gilt (wenn $d \gg a$ ist)

$$\Omega = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (4.41)$$

wenn die radioaktive Punktquelle entlang der Achse des Detektors platziert wird (vgl. Abb 4.18).

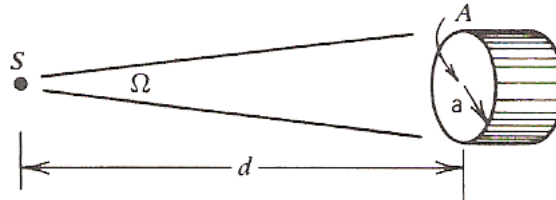


Abbildung 4.18: Geometrie Quelle Detektor zur Bestimmung der intrinsischen Effizienz [Kno99].

Unter Berücksichtigung der Totzeit wurde ein Quellabstand von mindestens 20 cm verwendet. Um statistische Fluktuationen zu minimieren wurden vier unterschiedliche Distanzen (und damit auch vier unterschiedliche Raumwinkel) pro Quelle gemessen. ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{228}Th wurden zur Bestimmung der intrinsischen Effizienz verwendet. Nach dem Zerfallsgesetz gilt

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (4.42)$$

und

$$A(t) = N(t) \cdot \lambda. \quad (4.43)$$

Tabelle 4.4 zeigt die Aktiväten A zum Produktionsdatum und die daraus mit Hilfe von (4.42) und (4.43) berechneten Aktivitäten am Tag (t) der Durchführung der Messung.

Aktivitäten der Kalibrationsquellen				
Isotop	$T_{1/2}$ [a]	λ [1/s]	$A(0)$ [Bq]	$A(t)$ [Bq]
^{137}Cs	30,2	$7,3791 \cdot 10^{-10}$	$7,4 \cdot 10^4$	$6,855 \cdot 10^4$
^{228}Th	1,9116	$1,1658 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^5$	$4,42 \cdot 10^4$
^{60}Co	5,2714	$4,2275 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^5$	$7,44 \cdot 10^4$

Tabelle 4.4: Die Aktivitäten der Kalibrationsquellen ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{228}Th

Für jeden verwendeten Gammapeak wird die theoretisch erwartete Zählrate im Detektor für jede Distanz berechnet und mit der tatsächlichen gemessenen Zählrate im Peak, unter Berücksichtigung der Peak zu Compton Rate¹ für die jeweilige Energie, verglichen. Es gilt

$$\epsilon_{\text{intrinsisch}} = \frac{c(E_\gamma)}{N'_\gamma} \cdot 100\% \quad (4.44)$$

wobei c die experimentell bestimmte Zählrate im Detektor ist.

Für die intrinsische Effizienz ergibt sich Tabelle 4.5.

Intrinsische Effizienz 3" NaI				
Peak-Energie [keV]	20cm [%]	25cm [%]	30cm [%]	40cm [%]
583	99,5	99	99	100
662	96	98	97	97
727	93	94	95	96
1173	72	78	75	76
1332	68	73	71	70
2615	58	69	65	66

Tabelle 4.5: Intrinsische Effizienzen für den 3" NaI Detektor bei unterschiedlichen Raumwinkeln

Da die intrinsische Effizienz nach Berücksichtigung des Raumwinkels unabhängig von der Distanz Quelle-Detektor ist, kann über die vier Werte arithmetisch gemittelt werden. Abbildung 4.19 zeigt die intrinsische Effizienz in Abhängigkeit von der

¹Zur Bestimmung der Peak zu Compton Rate wurde eine Monte Carlo Simulation mit Geant4 mit mononergetischen Gammas für die jeweilige Peak-Energie durchgeführt und das Verhältnis von im Peak deponierter Zählrate zur Zählrate im Compton-Bereich bestimmt.

Gamma-Energie.

Die experimentell ermittelten Werte wurde abschnittsweise mit Funktionen gefittet, im Bereich von 550 - 1180 keV mit dem Polynom

$$\epsilon(E_\gamma) = 103 + 1,04 \cdot 10^{-2} E_\gamma - 2,9 \cdot 10^{-5} E_\gamma^2 \quad (4.45)$$

und im Bereich von 1180 - 3000 keV mit der Exponential-Funktion

$$\epsilon(E_\gamma) = 65 + 416 \cdot e^{-\frac{E_\gamma}{315,5}}. \quad (4.46)$$

Unterhalb von 550 keV beträgt die intrinsische Effizienz 100%. Abbildung 4.19 zeigt die experimentell ermittelte Fitfunktion für den 3“ NaI Detektor und zum Vergleich den empirische Graphen für die intrinsische Effizienz von NaI Detektoren mit 80 mm Dicke (3,15“) aus [Kno99]. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen Literaturkurve und experimentell bestimmtem Zusammenhang.

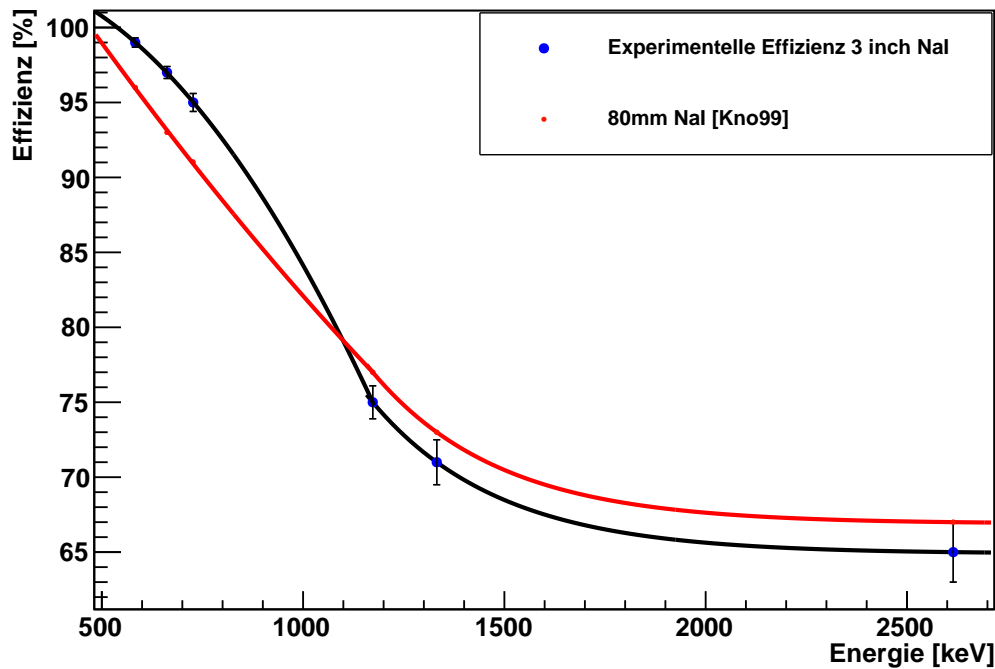


Abbildung 4.19: Intrinsische Effizienz in Abhängigkeit von der Gamma-Energie mit Fitfunktionen aus der experimentellen Ermittlung (schwarz, blaue Punkte) und die intrinsische Effizienz für eine Detektorgröße von 80mm aus [Kno99] (rot)

Intrinsischer Untergrund

Bei der Herstellung werden NaI-Detektoren unvermeidlich mit geringen Mengen an natürlich vorhandenem radioaktiven Material kontaminiert. Bei Messungen mit sehr niedrigen Zählraten kann diese Eigenradioaktivität des Detektors - der *intrinsische Untergrund* - die Messung beeinflussen, so daß es wichtig ist, den intrinsischen Untergrund zu kennen. Zu diesem Zweck wurde für den Detektor im Gran Sasso Untergrundlabor ein Bleischild gebaut, das ihn an allen Seiten mit 15 cm Blei von äußerer Gammastrahlung abschirmt. Abbildung 4.20 zeigt den Aufbau des Bleischilds. Die Menge des verwendeten Bleis beträgt etwa eine Tonne. Um die Messung vor der Kontamination mit Radon zu schützen, welches in Untergrundlabors immer vorhanden ist, wurde der Bleischild mit Plastikfolie umhüllt und der Innenraum des Schilds während der gesamten Messung mit Stickstoff geflutet. Aufgrund der sehr niedrigen Zählrate betrug die Meßzeit 26 Tage. Abbildung 4.20 zeigt rechts (schwarz) das aufgenommene Gammaspektrum normalisiert auf Zählrate pro Sekunde und keV.

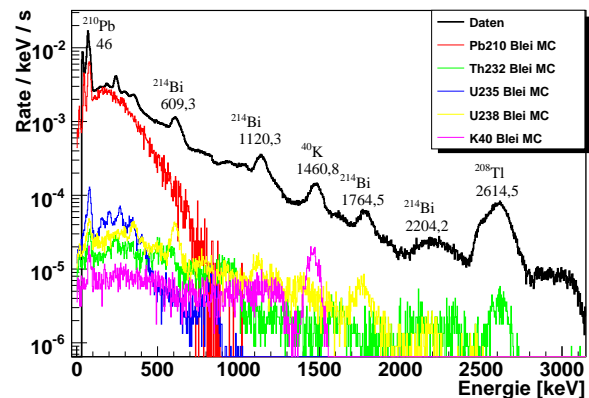


Abbildung 4.20: Links: Aufbau des Bleischilds zur Bestimmung des intrinsischen Untergrunds des 3“ NaI Detektors.; Rechts: Spektrum des intrinsischen Untergrunds des 3“ NaI Detektors mit Monte Carlo Spektren aus der Simulationen der Aktivität des verwendeten Bleischilds.

Wie im Spektrum ersichtlich, ist das zur Abschirmung verwendete Blei selbst radioaktiv, was sich am stärksten im 46 keV ^{210}Pb Peak äußert. Das verwendete archäologische Blei wurde mit Hilfe des Germaniumdetektors GATOR [Fer08] analysiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.6 zusammengefaßt, so daß die Radioaktivität des Bleis von der Messung des intrinsischen Untergrundes abgezogen werden kann.

Hierzu wurden mit Hilfe von Geant4² [Gea] Monte Carlo Simulationen mit den

²Geant4 (**GE**ometry **ANd** **T**racking) ist eine Monte Carlo Plattform auf C++-Basis, mit der die Propagation von Teilchen durch Materie simuliert werden kann. Sie stellt dem Benutzer

Radioaktivität des archäologischen Bleis	
Isotop	Aktivität [mBq/kg]
^{232}Th	<3.9
^{238}U	<6.8
^{235}U	<20
^{40}K	<28
^{210}Pb	17.5 ± 5

Tabelle 4.6: Radioaktivität des verwendeten Bleis für die Messung der intrinsischen Gamma-Aktivität des NaI-Detektors [Fer08]

bekannten Bleiaktivitäten durchgeführt. Abbildung 4.20 zeigt die einzelnen Komponenten der Bleiaktivität im Vergleich zu dem Spektrum des intrinsischen Untergrundes des NaI Detektors.

Um die Aktivität pro kg des NaI Detektors selbst zu bestimmen wurde mit Hilfe von Geant4 die Detektorgeometrie innerhalb des Bleischildes simuliert, Abbildung 4.21 zeigt die Geometrie des 3" Detektors mit allen simulierten Komponenten.

Simuliert wurde 10^6 Zerfälle für die Isotope ^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U ausgehend vom NaI Kristall des Detektors, der Elektronik, dem PMT sowie dem Aluminiummantel. Die erhaltenen Spektren werden an das experimentell bestimmte Gamma-Spektrum des intrinsischen Untergrundes skaliert und mit Hilfe des Skalierungsfaktors können die Aktivitäten berechnet werden. Abb 4.22 zeigt die einzelnen Komponenten des Monte Carlo Ergebnisses und die Aktivität des Bleis im Vergleich zum gemessenen Spektrum (links) und das Monte Carlo-Summenspektrum im Vergleich zum gemessenen intrinsischen Untergrund (rechts).

Der Bereich niedriger Energien sowie der Bereich hoher Energien zeigt gute Übereinstimmung. Auch die relevanten Peaks der Monte Carlo Daten stimmen überein - mit Ausnahme des 1120 keV ^{214}Bi Peaks. Der 1120 keV ^{214}Bi stimmt in seiner Ausprägung nicht mit den übrigen ^{214}Bi Peaks im Spektrum überein. Um zu überprüfen ob er auf eine Kontamination des Detektors selbst zurückzuführen ist, wurde der 3" NaI Detektor mit dem Germanium-Detektor GATOR analysiert. Da weder die Analyse mit GATOR noch das Monte Carlo für den intrinsischen Untergrund die Ausprägung des Peaks erklären können, liegt die Vermutung nahe, daß der ^{214}Bi Peak bei 1120 keV durch Gammastrahlung von Außen erzeugt wird.

Mit Hilfe der übrigen ^{214}Bi Peaks wird der Skalierungsfaktor für ^{238}U bestimmt, für

einerseits fertige Module für die Einbindung von Detektorgeometrien, Benutzerschnittstellen, Teilchenverfolgung und Visualisierung der Teilchenbahnen zur Verfügung. Andererseits bietet Geant4 auch eine Vielfalt von modularen Bibliotheken, die physikalische Modelle und Prozesse, sowie experimentell ermittelte Daten von Teilchen und Atomen enthalten. Neben der Einbindung der Geometrie wird dem Benutzer die Möglichkeit gegeben, eine eigene Physikliste zu erstellen, die auf die Anwendung zugeschnitten ist.

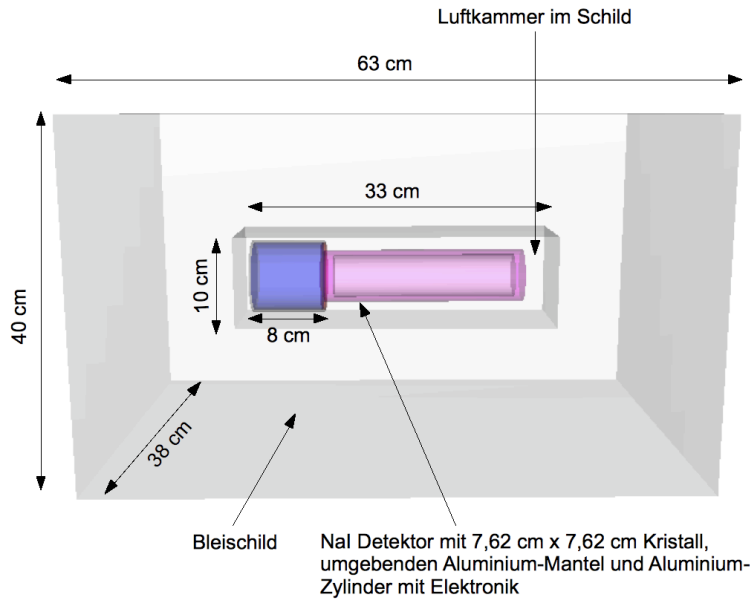


Abbildung 4.21: Geant4 Detektorgeometrie des 3“ NaI Detektors im Bleischild: Bleidicke 15 cm in jeder Richtung, Luftkammer im Schild, NaI-Kristall, Aluminium-Mantel und Zylinder mit Elektronik

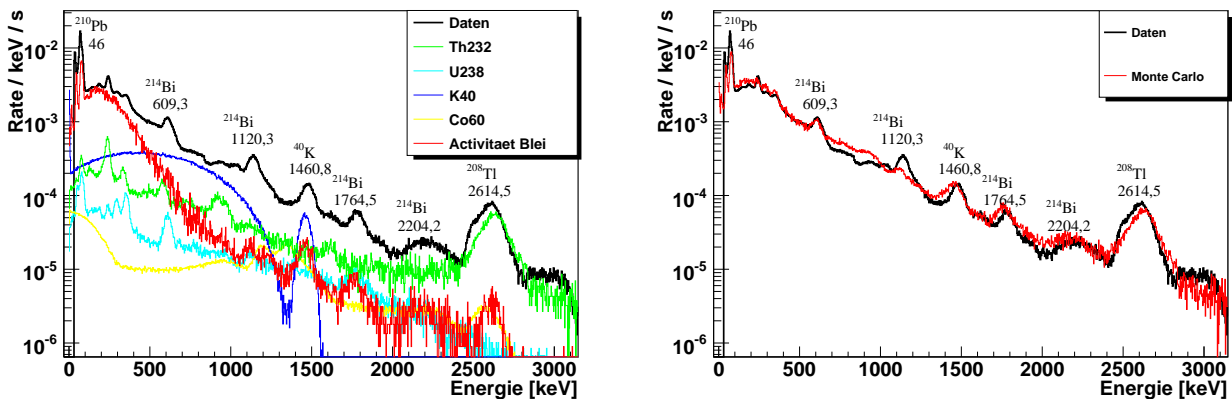


Abbildung 4.22: Intrinsischer Untergrund des 3“ NaI, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum

die Aktivität von ^{40}K wird der ^{40}K 1460,8 keV Peak benutzt. Der Skalierungsfaktor für ^{232}Th wird anhand des 2614,5 keV Peaks des ^{208}Tl Isotops bestimmt. Da weder der 1332 keV, noch der 1173 keV Peak von ^{60}Co im Spektrum erkennbar sind, kann für die Aktivität von ^{60}Co nur eine obere Grenze angegeben werden. Die Skalierungsfaktoren für das Monte Carlo Resultat zur Bestimmung der intrinsischen Aktivität

können Tabelle 4.7 entnommen werden.

Skalierungsfaktoren für den 3“ NaI	
Isotop	Skalierungsfaktor
^{238}U	$4 \cdot 10^6$
^{232}Th	$6 \cdot 10^5$
^{40}K	$3 \cdot 10^5$
^{60}Co	$1,5 \cdot 10^7$

Tabelle 4.7: Monte Carlo Skalierungsfaktoren für den 3“ NaI Detektor

Mit der bekannten Anzahl der simulierten Zerfälle für jedes Isotop (10^6) und der Eigenmasse des NaI Detektors von 2,08 kg, werden die intrinsischen Aktivitäten der Isotope ^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U bestimmt, die in Tabelle 4.8 zusammengefaßt sind.

Intrinsische Aktivität des 3“ NaI	
Isotop	Aktivität [Bq/kg]
^{238}U	$0,25 \pm 0,08$
^{232}Th	$0,8 \pm 0,2$
^{40}K	$1,6 \pm 0,3$
^{60}Co	$<0,033^*$

Tabelle 4.8: Intrinsische Aktivität für den 3“ NaI Detektor (* 95% C.L.).

4.1.5 Messungen am LNGS

Mit Hilfe des oben beschriebenen 3“ NaI-Detektors wurden die Gamma-Spektren und damit die externen Radioaktivitäten an unterschiedlichen Positionen im Gran Sasso Untergrundlabor bestimmt. Halle A, Halle B, die Xenon Box und die LVD Core Facility wurden vermessen (Details siehe unten und in Abbildung 4.23). Abbildung 4.24 zeigt die einzelnen Spektren der Meßpositionen. Sie zeigen die für Untergrundlabors charakteristischen Peaks der Uran-, Thorium- und Kaliumzerfallskette. Das ebenfalls zur natürlichen Radioaktivität gehörende Cobalt ist im Vergleich zu den anderen Isotopen subdominant und läßt keine klaren Peaks erkennen. Die beiden großen Hallen und die Xenon Box weisen Gammaflüsse in gleicher Größenordnung auf, während der Gammafluß in der LVD CF - wie erwartet - signifikant geringer ist. Der intrinsische Untergrund des Detektors beeinflusst demnach nur die Messung in

der LVD Core Facility. Zur Charakterisierung des Gamma-Untergrundes einer Meßposition, sind sowohl der integrierte Fluß über den aufgenommenen Energiebereich als auch die Aktivität der einzelnen Isotope der natürlichen Radioaktivität wichtig. Vor allem die Aktivitäten des Isotope werden als Eingabeparameter für Monte Carlo Simulationen zur Bestimmung von Schildgeometrien und Abschätzung des externen Untergrundes in Niedrigzählratenexperimenten benötigt. Aus diesem Grund wurden für die im folgenden beschriebenen Messungen zu jeder Position Monte Carlo Simulationen gemacht um aus dem gemessenen Summenspektrum die Einzelaktivitäten der Isotope zu extrahieren.

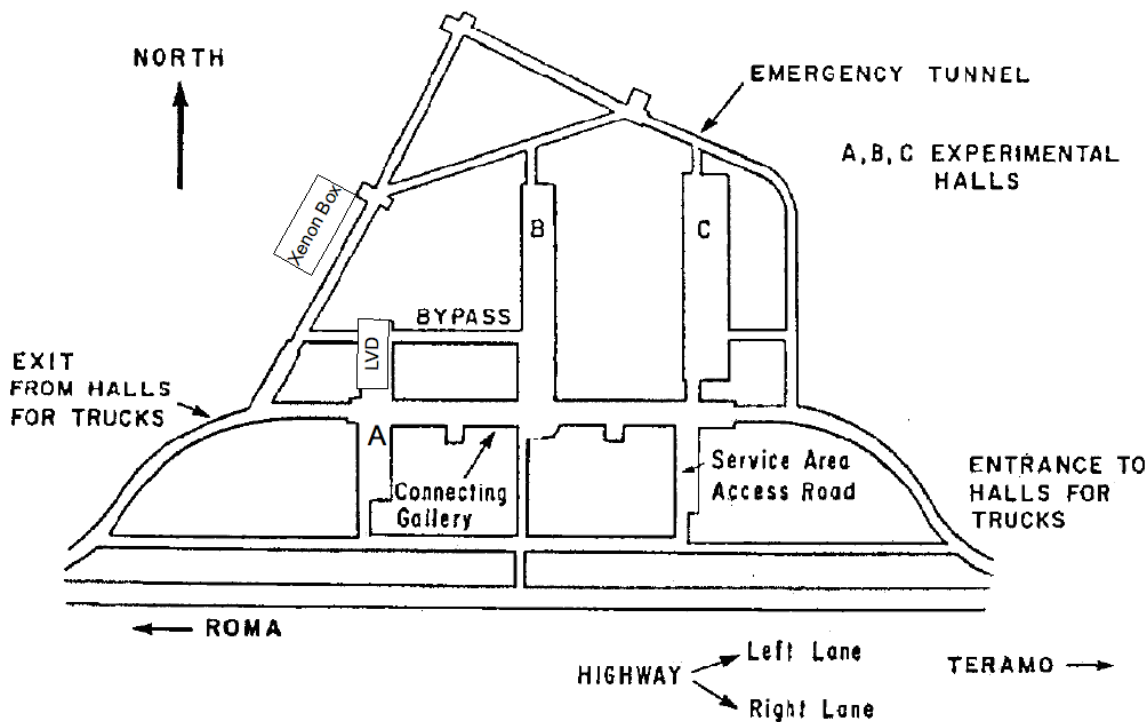


Abbildung 4.23: Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors. Gammafluß-Messungen wurden in Halle a, Halle B, der LVD Core Facility und der Xenon Box durchgeführt.

Halle A

Die Halle A des Gran Sasso Untergrundlabors beherbergt unter anderem den Large Volume Detektor (LVD) [A⁺07] sowie GERDA [Sf08], CRESST [S⁺09], CUORE [Tdt09] und GATOR. Aufgrund der relativ hohen Zählrate war eine Statistik

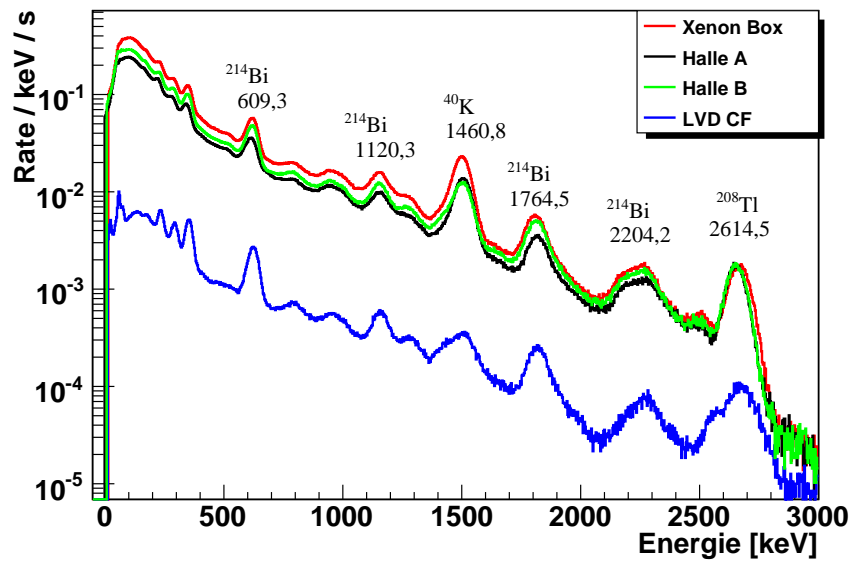


Abbildung 4.24: Gamma Spektren der Halle A, Halle B, Xenon Box und der LVD Core Facility im Gran Sasso Untergrundlabor

von 3 Tagen ausreichend für die Messung. Der Detektor wurde aufgrund von Stromversorgung und Erreichbarkeit unmittelbar vor der GATOR Box platziert, wie Abbildung 4.25 zeigt. Das aufgenommene Gamma-Spektrum ist in Abbildung 4.26 dargestellt.

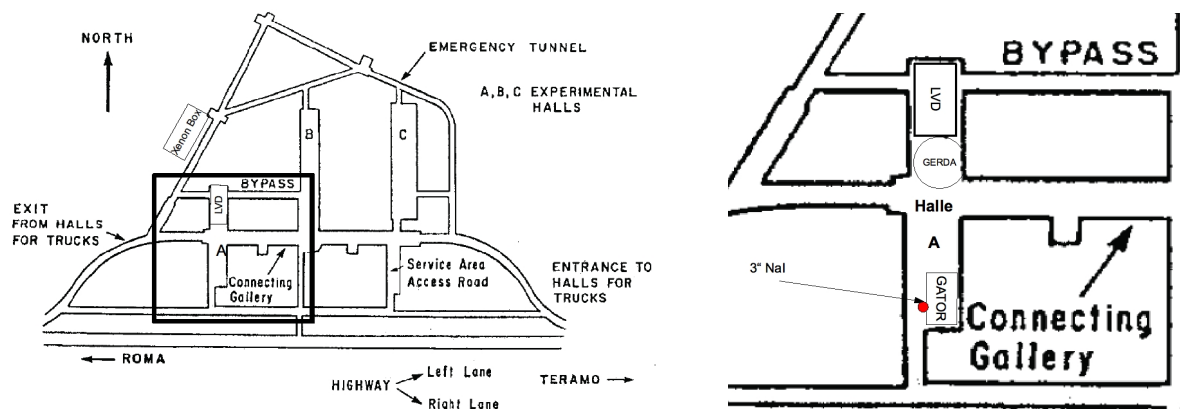


Abbildung 4.25: Standort des $3''$ NaI-Detektors während der Messung in Halle A im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors

Die Messung ergibt den Gamma-Fluß für das gesamte Spektrum. Um den Beitrag der einzelnen Isotope anhand der Messung zu bestimmen, wurde eine vereinfachte Monte Carlo Simulation der Messung durchgeführt. Der NaI Detektor wurde auf

dem Bodenbeton stehend vor der Außenwand der GATOR Box in der Halle simuliert. Zur Bestimmung der Radioaktivität des umgebenden Betons in Halle A, das die Hauptquelle für den gemessenen Gammafluß darstellt, wurden 1618 kg Beton als Quelle der Gammastrahlung simuliert. Gestartet wurden jeweils 10^7 Zerfälle von ^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U . Abbildung 4.26 zeigt die einzelnen Monte Carlo Komponenten im Vergleich zum gemessenen Spektrum (links). Die einzelnen Monte Carlo Komponenten werden zur besten Übereinstimmung an die Daten heranskaliert. Wie Abbildung 4.26 rechts zeigt, wird in der die Monte Carlo Summe eine über das ganze Spektrum überzeugende Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Simulation erreicht. Da die Geant 4 Geometrie der Messung stark vereinfacht wurde, Messung und Monte Carlo Simulation aber trotzdem eine hervorragende Übereinstimmung zeigen, wird deutlich, daß der umgebende Beton wirklich die Hauptquelle der Gamma-Aktivität in Halle A darstellt und andere Quellen völlig vernachlässigbar sind.

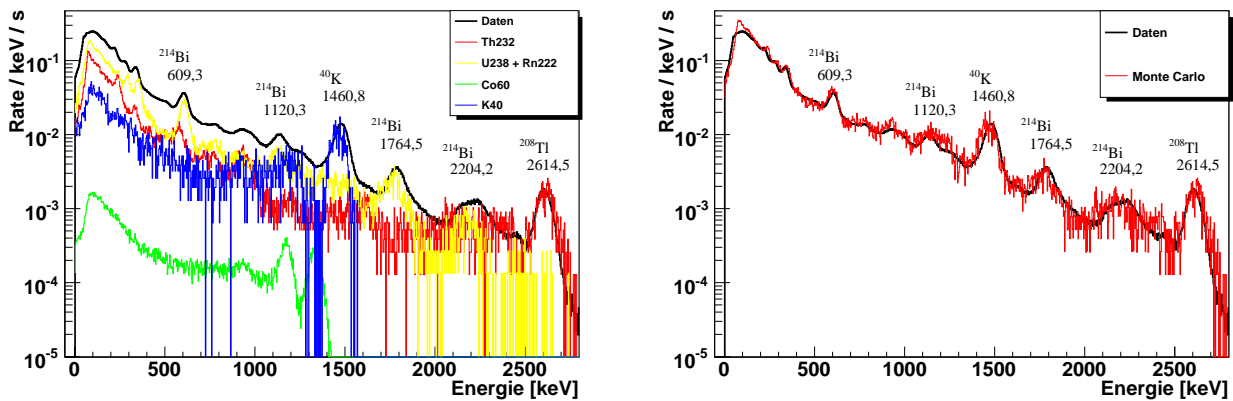


Abbildung 4.26: Gammaspektrum der Halle A, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum

Mit Hilfe der Skalierungsfaktoren und der bekannten Anzahl der simulierten Zerfälle kann der Beitrag der einzelnen Isotope bestimmt werden. Tabelle 4.9 faßt die Aktivitäten des Betons in der Halle A zusammen.

Die Urankette wird überlagert von Radon, das bei jeder Messung vorhanden ist. Die Radonaktivität wurde [De 10] entnommen und von der Uranaktivität subtrahiert: Im Durchschnitt beträgt der Radongehalt der Luft im Gran Sasso Untergrundlabor 30 Bq/m^3 . Da der Radongehalt der Luft täglich relativ stark variiert (um $\sim 50\%$), ist der systematische Fehler der Aktivität für Uran höher als für die anderen Isotope. Die charakteristischen Peaks des Cobaltzerfalls sind im Spektrum nicht direkt erkennbar, so daß für das Isotop Cobalt 60 nur eine obere Grenze angegeben werden kann.

Mithilfe eines Massenspektrometers wurde in [WJRv04] die Aktivität des Betons

Gamma-Aktivität in der Halle A	
Isotop	Aktivität [Bq/kg]
^{238}U	$11,7 \pm 3,9$
^{232}Th	$14,8 \pm 2,8$
^{40}K	62 ± 14
^{60}Co	$<0,9^*$

Tabelle 4.9: Gamma-Aktivität in Halle A (* 95% C.L.).

im Gran Sasso Untergrundlabor für ^{238}U zu $(12,82 \pm 1,41)$ Bq/kg bestimmt und die Thorium-Aktivität zu $(2,67 \pm 0,11)$ Bq/kg. Der mit Hilfe der 3“ NaI Gammafluß-Messung gewonnene Wert für die Aktivität von Uran ist innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit [WJRv04]. Für ^{232}Th liegt der aus der Gamma-Messung bestimmte Fluß höher als in [WJRv04]. Hierbei ist zu bemerken, daß der NaI-Detektor ein Summenspektren aus allen Aktivitäten mißt, die ihn umgeben, während in [WJRv04] mit Hilfe eines Massenspektrometers kleine Ausschnitte des reinen Betons analysiert wurden. Für die Planung eines Experimentes in der Halle A ist der in dieser Arbeit ermittelte Wert somit von größerer Relevanz.

Mit Hilfe der in 4.1.4 bestimmten Funktionen für die intrinsische Effizienz, kann aus dem gemessenen Spektrum der Halle A der integrierte Gammafluß im Meßbereich von 8 - 3000 keV bestimmt werden. Da die natürliche Radioaktivität aus Kernzerfällen nur Gammaenergien bis 3000 keV liefert (der energetisch höchste Gammapeak liegt 2614,5 keV, Energien darüber treten durch das gleichzeitige Auftreffen von Gammaquanten unterschiedlicher Energien auf), wurde der NaI-Detektor zur Aufnahme bis zu dieser Energie eingestellt. Der integrierte Gammafluß in der Halle A beträgt unter Berücksichtigung der intrinsischen Effizienz des 3“ NaI Detektors:

$$\boxed{8 \text{ keV} - 3000 \text{ keV} : (0.27 \pm 0.01) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}} \quad (4.47)$$

Halle B

Die Halle B des Gran Sasso Labors beherbergt zur Zeit ICARUS [K⁺09] und WARP [S⁺06], ist aber einer der möglichen Plätze für das zukünftige XENON1T Projekt. Die Lage kann der Halle wiederum Abbildung 4.23 entnommen werden. Die Meßposition der dreitägigen Gamma-Messung zeigt Abbildung 4.27. Der Detektor wurde hinter WARP platziert.

Analog zu Halle A wurde auch hier mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation die Aktivität des Betons in Halle B bestimmt, vereinfacht wurde der Detektor auf dem

Betonboden stehend neben der Hallenwand simuliert. Abbildung 4.28 zeigt links die einzelnen Monte Carlo Komponenten und rechts das Monte Carlo Summenspektrum im Vergleich zu den Daten. Wie auch für Halle A konnte selbst mit der stark vereinfachten Geometrie das gesamte Spektrum hervorragend beschrieben werden. Die resultierenden Einzelaktivitäten können Tabelle 4.10 entnommen werden.

Der integrierte Gammafluß in der Halle B beträgt unter Berücksichtigung der intrinsischen Effizienz des 3" NaI Detektors:

$$8 \text{ keV} - 3000 \text{ keV} : (0.32 \pm 0.02) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (4.48)$$

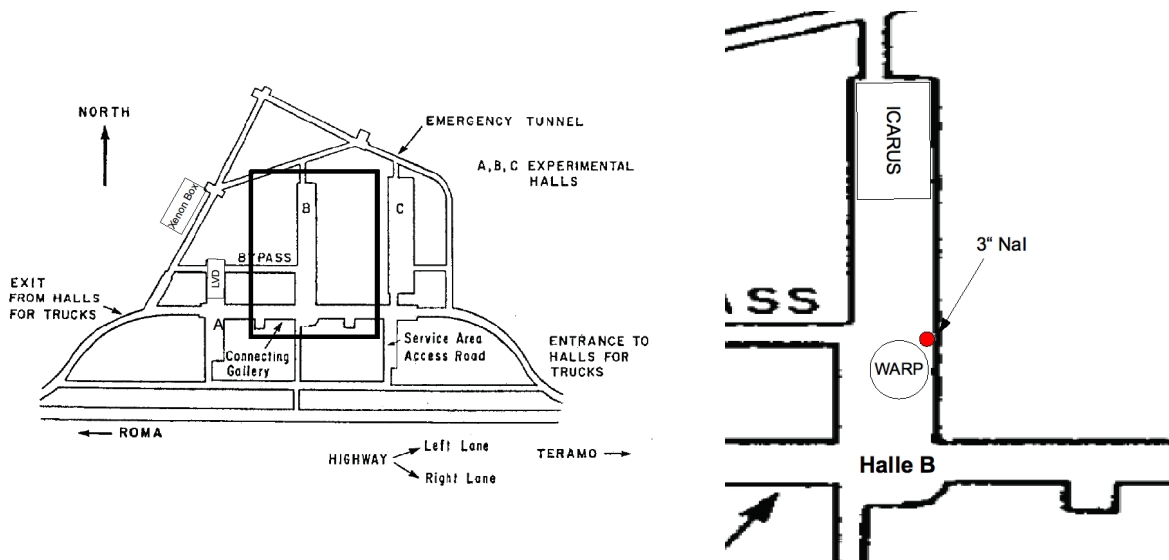


Abbildung 4.27: Standort des 3" NaI-Detektors während der Messung in Halle B im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors

Gamma-Aktivität in der Halle B	
Isotop	Aktivität [Bq/kg]
^{238}U	$19,6 \pm 4,9$
^{232}Th	$13,2 \pm 2,7$
^{40}K	52 ± 10
^{60}Co	$<0,9^*$

Tabelle 4.10: Gamma-Aktivität in Halle B (* 95% C.L.).

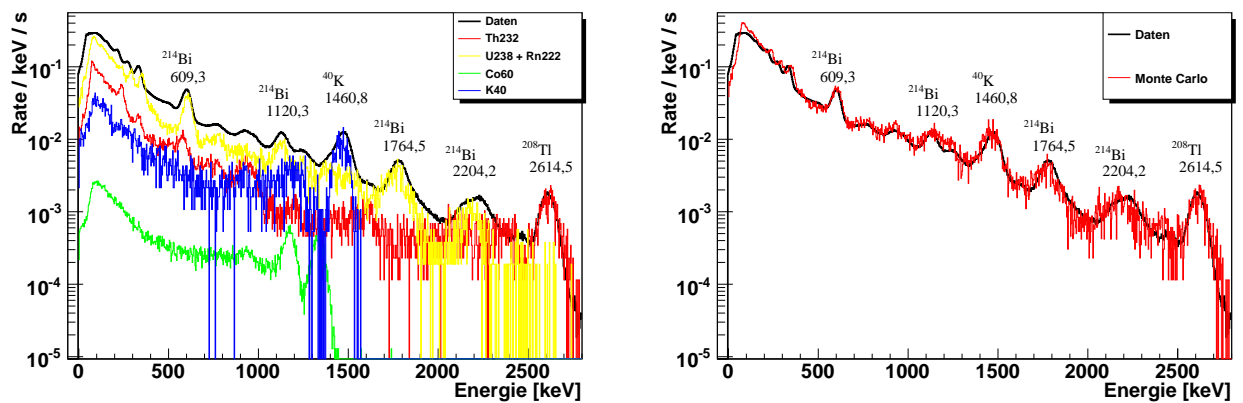


Abbildung 4.28: Gammaspektrum der Halle B, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum

Xenon Box

Der Standort der aktuellen Phase des XENON-Projektes (XENON100), die *Xenon Box*, liegt in einem Seitenarm des Gran Sasso Labors hinter der Halle A. Der NaI Detektor wurde hinter dem Bleischild des Xenon100 Detektors platziert (wie Abbildung 4.29 zeigt) und nahm für 2 Tage Daten. Wie in Abbildung 4.24 ersichtlich ist

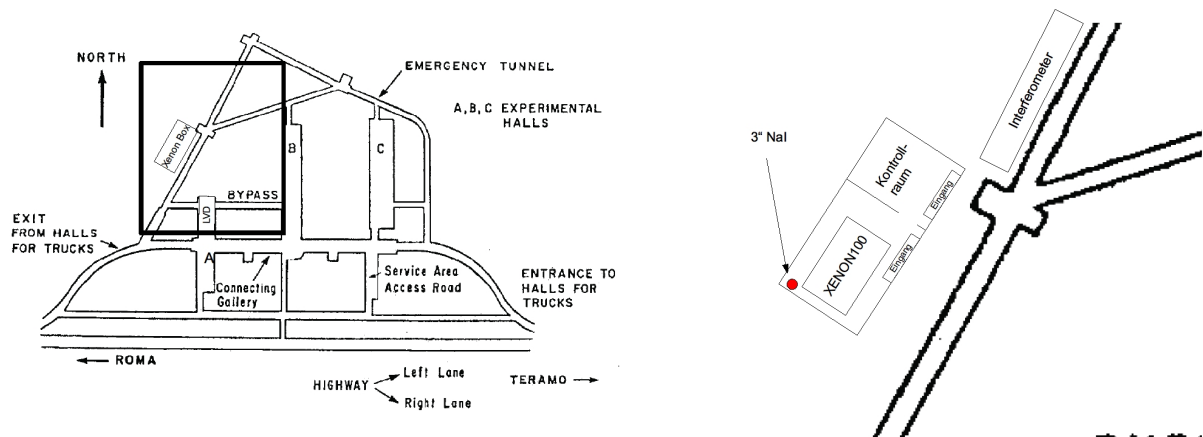


Abbildung 4.29: Standort des 3^{er} NaI-Detektors während der Messung in der Xenon Box im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors

der Gammafluß in der Xenon Box etwas stärker als in den Hallen, was sich durch eine etwas andere Zusammensetzung des Betons erklären läßt, der leicht radioaktiver als der in den Hallen verwendete ist. Die Anwesenheit der massiven Bleiabschirmung ($> 20 \text{ cm}$) macht eine detailliertere Simulation notwendig. Abbildung 4.30 zeigt die Geant 4 Monte Carlo Geometrie der Xenon Box mit Bleischild (blau) und die Posi-

tion des NaI Detektors.

In Abbildung 4.31 sind links die Monte Carlo Komponenten im Vergleich zu den echten Daten aufgetragen. Rechts zeigt Abbildung 4.31 die hervorragende Übereinstimmung des Monte Carlo Summenspektrums mit dem experimentell ermittelten Gamma-Spektrum. Die mit Hilfe der Simulation ermittelten Aktivitäten des Betons, der die Xenon Box umgibt, sind in Tabelle 4.11 aufgelistet.

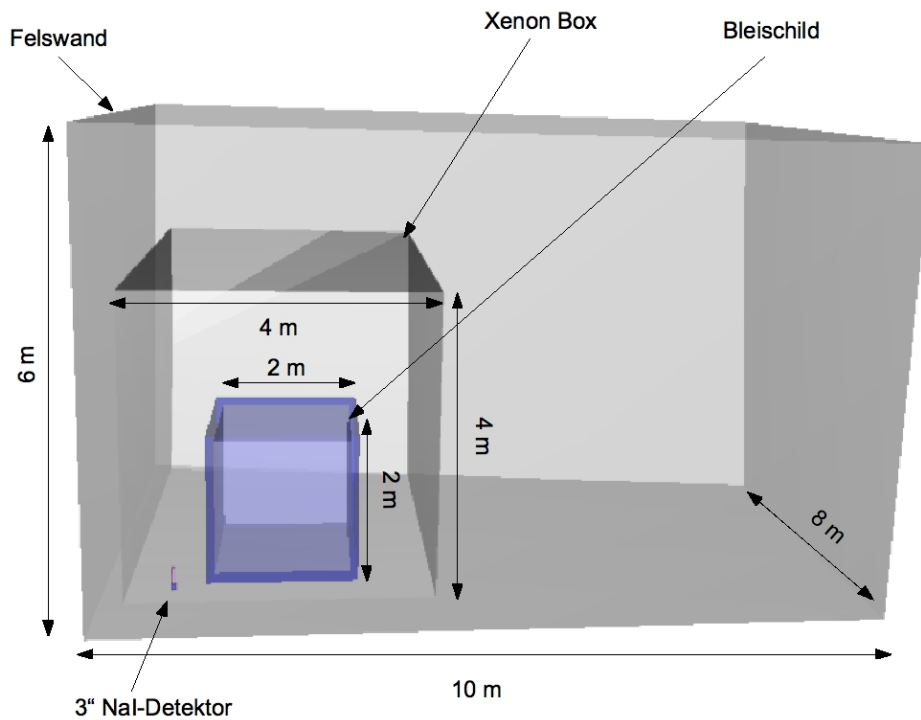


Abbildung 4.30: Geant4 Detektorgeometrie des 3“ NaI Detektors in der Xenon Box mit umgebendem Fels, der Blechwand der Xenon Box selbst, dem Bleischild und dem 3“NaI-Detektor

Der Beton der Xenon Box wurde zusätzlich mit dem low background Germanium Detektor GATOR analysiert. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 4.12. Innerhalb der systematischen Fehler stimmen die Werte von GATOR und dem NaI überein. Die mit dem Germanium-Detektor GATOR ermittelten Radioaktivitäten besitzen geringere systematische Fehler, da Germanium-Detektoren bessere Energieauflösungen als NaI-Detektoren besitzen und die Analyse des Beton-Samples im Rein-Raum einer Screening-Facility mit Abschirmung von äußerer Gammastrahlung durchgeführt wurde. Die NaI Messung berücksichtigt aber auch mögliche andere Quellen.

Der integrierte Gammafluß in der Xenon Box beträgt unter Berücksichtigung

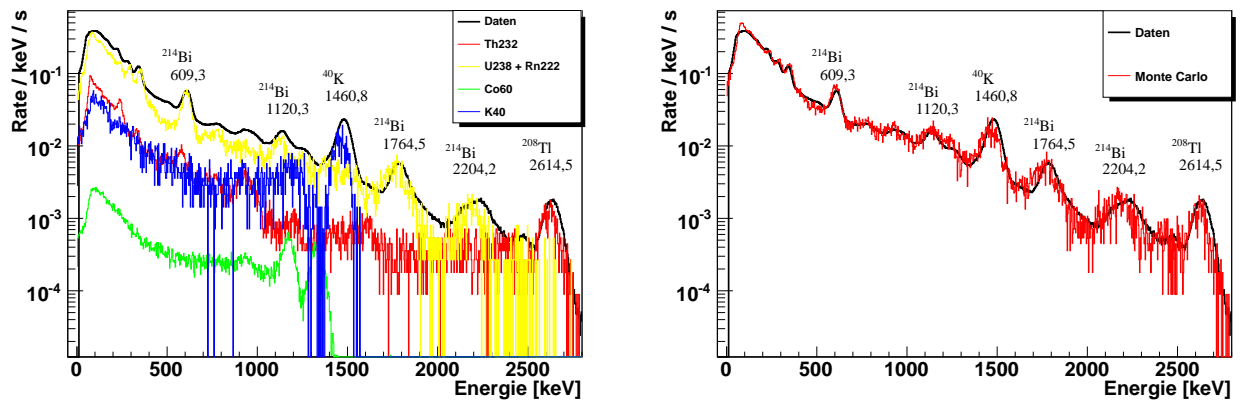


Abbildung 4.31: Gammaspektrum der Xenon Box, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum

Gamma-Aktivität in der Xenon Box	
Isotop	Aktivität [Bq/kg]
^{238}U	$37,8 \pm 7,3$
^{232}Th	$10,9 \pm 2,8$
^{40}K	206 ± 37
^{60}Co	$<0,9^*$

Tabelle 4.11: Gamma-Aktivität in der Xenon Box (* 95% C.L.).

Gamma-Aktivität des Betons der Xenon Box					
Material	Einheit	^{238}U	^{232}Th	^{40}K	^{60}Co
Beton Boden	Bq/kg	$26,3 \pm 4,3$	$8,0 \pm 1,8$	170 ± 27	$< 0,58$
Beton Wand	Bq/kg	15 ± 2	$3,8 \pm 1,8$	42 ± 6	$< 0,6$

Tabelle 4.12: Gamma-Aktivität des Betons der Xenon Box gemessen mit GATOR [Fer08]

der intrinsischen Effizienz des 3[“] NaI Detektors:

$$8 \text{ keV} - 3000 \text{ keV} : (0.41 \pm 0.04) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (4.49)$$

LVD Core Facility

Wie Abbildung 4.32 zeigt, wurde der 3“ NaI-Detektor in der LVD Core Facility (LVD CF) in der Halle A zentral zwischen den Porta Tanks platziert. Die Meßzeit betrug aufgrund des stark reduzierten γ -Flusses 10 Tage. Abbildung 4.33 zeigt den gemessenen Gammafluß in der LVD CF im Vergleich zum intrinsischen Untergrund des NaI Detektors. Da die Spektren in der gleichen Größenordnung liegen, muß bei der Analyse die intrinsische Aktivität des NaI berücksichtigt werden. Abbildung 4.34

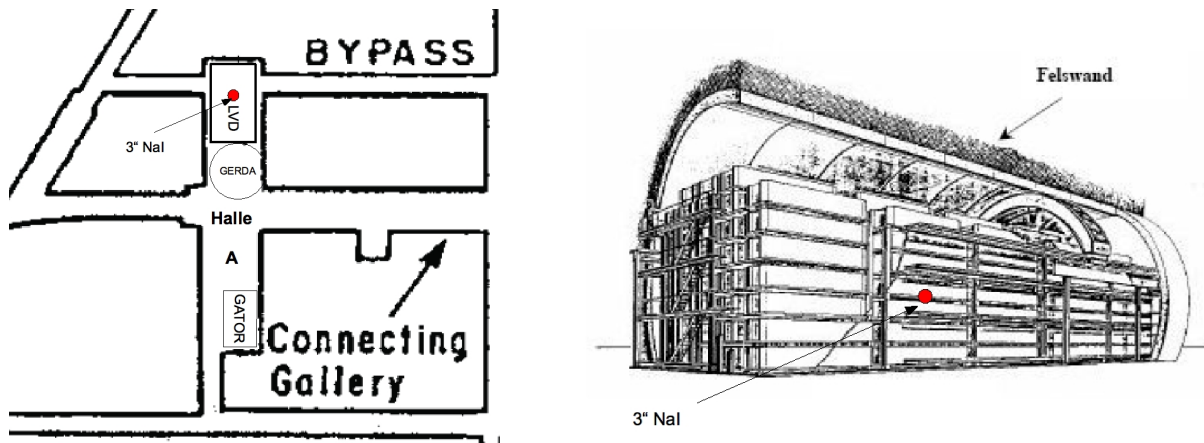


Abbildung 4.32: Standort des 3“ NaI-Detektors während der Messung in der LVD Core Facility (LVD CF) im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors (links) und in der schematischen Ansicht des Large Volume Detektors. Der Detektor wurde zentral zwischen den Porta Tanks der CF platziert.

zeigt die Geant 4 Geometrie für den LVD Detektor [Per07]. Simuliert wurden 10^7 Zerfälle von ^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U aus der LVD Struktur. Die simulierte Masse beträgt 1192 kg.

Konservative Berechnung der Aktivität im LVD

In der konservativen Abschätzung zur Berechnung der Aktivität im LVD wird der intrinsische Untergrund des NaI-Detektors *nicht* subtrahiert. Hier wird eine obere Grenze des Gammaflusses in der LVD CF bestimmt, die Fehler in der Subtraktion des intrinsischen Untergrunds auszuschließt. Abbildung 4.35 zeigt links die einzelnen Monte Carlo Komponenten und das gemessene Gammaspektrum in der LVD Kernregion und rechts die Monte Carlo Summe gegen das experimentell bestimmte Spektrum.

Im niederenergetischen Comptonbereich (< 400 keV) des Monte Carlo Summenspektrums stimmen Daten und Monte Carlo nicht vollständig überein. In der Monte

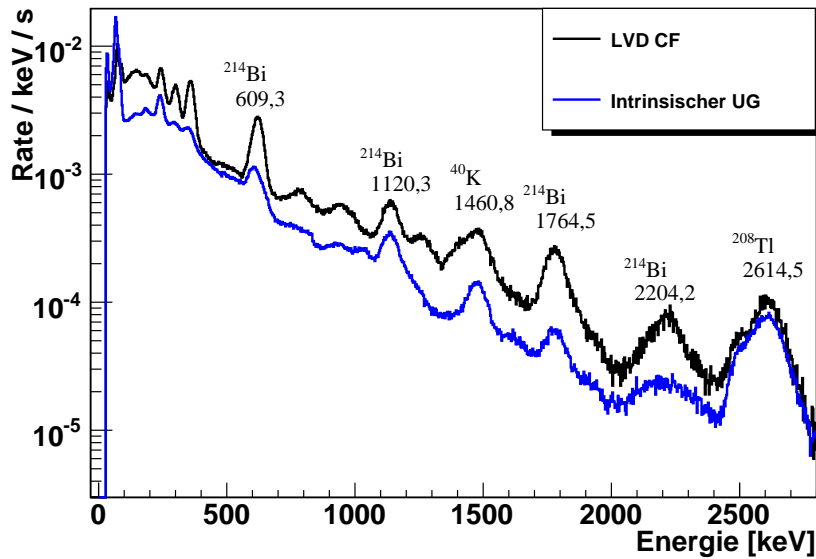


Abbildung 4.33: Gammaspektrum der LVD Core Facility und des intrinsischen Untergrunds

Carlo Geometrie für die LVD Struktur wurde einige Feinheiten wie die PMTs auf den Porta Tanks, Kabel usw. vernachlässigt, die im Gammaspektrum aber Rückstreuungen verursachen. Der Tl-208 Peak wird in den Daten durch einen weiteren Peak überlagert und erscheint dadurch breiter als im Monte Carlo, was sich dadurch erklären läßt, daß dieser Peak vorwiegend intrinsisch ist und nicht von der LVD Struktur stammt, was im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Die resultierenden Aktivitäten für die LVD Struktur sind in Tabelle 4.13 zusammengefaßt.

Der konservative integrierte Gammafluß in der LVD Core Facility beträgt unter Berücksichtigung der intrinsischen Effizienz des 3“ NaI Detektors:

$$8 \text{ keV} - 3000 \text{ keV} : (0.04 \pm 0.01) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (4.50)$$

Nicht konservative Berechnung der Aktivität im LVD

Der intrinsische Untergrund des NaI-Detektors, der in der konservativen Analyse nicht berücksichtigt wurde, aber etwa von der gleichen Größenordnung wie das gemessene LVD CF Spektrum ist, kann auf zwei unterschiedliche Weisen berücksichtigt werden:

1. zu dem Monte Carlo Spektrum für den Gammafluß der LVD Struktur wird der intrinsische Untergrund im Spektrum addiert und die Monte Carlo

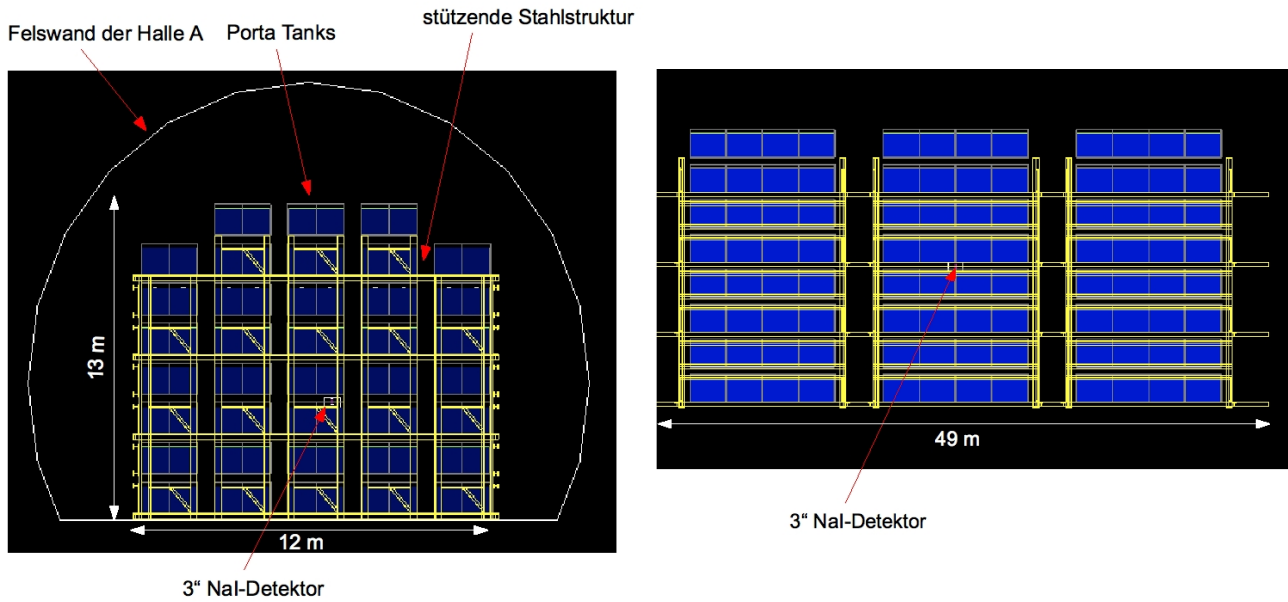


Abbildung 4.34: Geant4 Detektorgeometrie des 3" NaI Detektors in der LVD Core Facility. Die LVD Struktur beinhaltet die (blauen) Porta Tanks gefüllt mit flüssigem Szintillator und die gelbe Stahlstruktur [Per07]. Links: Front Ansicht; Rechts: Seitensansicht

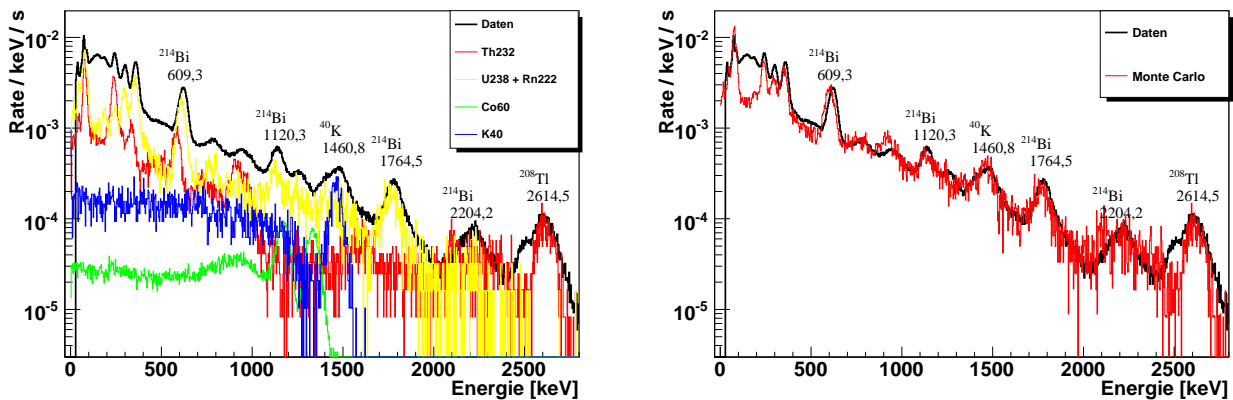


Abbildung 4.35: Gammaspektrum der LVD CF, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum

Skalierungsfaktoren werden neu bestimmt³ oder

³Mathematisch das gleiche Resultat liefert die Subtraktion des Intrinsischen Spektrums vom Spektrum der LVD CF und die neu Skalierung des Monte Carlos an das resultierende Residuum

Konservative Gamma-Aktivität in der LVD CF	
Isotop	Aktivität [Bq/kg]
^{238}U	$1,5 \pm 0,5$
^{232}Th	$0,9 \pm 0,2$
^{40}K	$2,7 \pm 0,8$
^{60}Co	$<0,09^*$

Tabelle 4.13: Konservative Gamma-Aktivität in der LVD CF (* 95% C.L.).

2. die berechnete Aktivität pro kg des Detektors wird von den konservativ berechneten Aktivitäten der LVD Struktur subtrahiert.

Abbildung 4.36 links zeigt die einzelnen Komponenten des Monte Carlos bei Anwendung von Methode 1. Die Monte Carlo Summe, wie Abbildung 4.36 rechts zeigt, stimmt nun für den ^{208}Tl Peak mit dem gemessenen Spektrum in der LVD CF überein, während im Niederenergiebereich im Monte Carlo immer noch einige Rückstreueignisse fehlen.

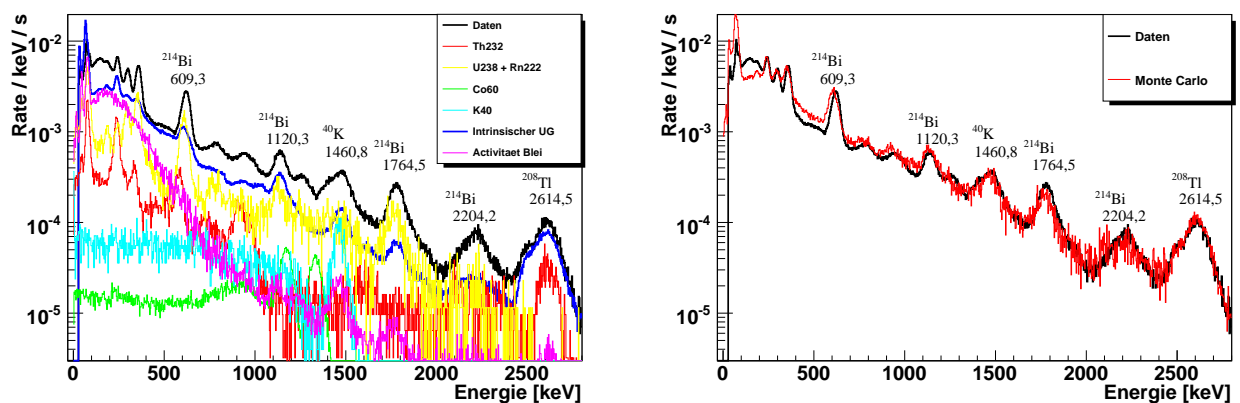


Abbildung 4.36: Gammaspektrum der LVD CF, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum

Insgesamt stimmen Monte Carlo und Daten sehr zufriedenstellend überein. Die resultierenden Aktivitäten in der LVD CF sind in Tabelle 4.14 zusammengefasst.

Innerhalb der systematische Fehler stimmen die mit den beiden unterschiedlichen Methoden bestimmten Aktivitäten der LVD Core Facility sehr gut überein, während die konservative Methode - wie erwartet - größere Werte ergibt.

Gamma-Aktivität in der LVD CF			
Isotop	A [Bq/kg] Methode 1	A [Bq/kg] Methode 2	A [Bq/kg] Konservativ
²³⁸ U	$1,2 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,5$
²³² Th	$0,34 \pm 0,07$	$0,1 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$
⁴⁰ K	$1,04 \pm 0,32$	$1,1 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,8$
⁶⁰ Co	$<0,05^*$	$<0,06^*$	$<0,09^*$

Tabelle 4.14: Gamma-Aktivität in der LVD CF: Vergleich aller Methoden (* 95% C.L.).

Der integrierte Gammafluß in der LVD Core Facility beträgt unter Berücksichtigung der intrinsischen Effizienz und des intrinsischen Untergrunds des 3“ NaI Detektors:

$$8 \text{ keV} - 3000 \text{ keV} : (0.005 \pm 0.001) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (4.51)$$

4.1.6 Zusammenfassung der gemessenen Gamma-Aktivitäten

In Tabelle 4.15 sind die mit Hilfe des 3“ NaI Detektors bestimmten Gamma-Aktivitäten für alle Meßpositionen am LNGS zusammengefaßt. Alle Aktivitäten wurden mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen bestimmt, wobei jeweils eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation erzielt wurde. Die integrierten Gammaflüsse wurden unter Berücksichtigung der intrinsichen Effizienz des Detektors berechnet.

Gamma-Aktivitäten bestimmt mit dem 3“ NaI Detektor					
Ort	^{238}U	^{232}Th	^{40}K	^{60}Co	Integraler Fluß $\frac{1}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$
Halle A	$11,7 \pm 3,9$	$14,8 \pm 2,8$	62 ± 14	$<0,9$	0.27 ± 0.01
Halle B	$19,6 \pm 4,9$	$13,2 \pm 2,7$	52 ± 10	$<0,9$	0.32 ± 0.02
Xenon Box	$37,8 \pm 7,3$	$10,9 \pm 2,8$	206 ± 37	$<0,9$	0.41 ± 0.04
LVD	$1,2 \pm 0,4$	$0,34 \pm 0,07$	$1,04 \pm 0,32$	$<0,05$	0.005 ± 0.001

Tabelle 4.15: Gamma-Aktivitäten am LNGS in [Bq/kg]

Der Vergleich der hier bestimmten Gamma-Aktivitäten mit [Fer08] und [WJRv04] ergibt eine zufriedenstellende Übereinstimmung innerhalb der systematischen Fehler.

Ältere Messungen der Gamma-Aktivität mit Hilfe eines Germaniumdetektors in Halle C ergaben einen integrierten Fluß von $\sim 1 \gamma_{\text{s}\cdot\text{cm}^2}^{-1}$ [Arp91], was in der gleichen Größenordnung wie die hier vorgestellten Messwerte liegt. In [AF09] wird der **konservative** Gammafluß in der LVD Core Facility zu $0,05 \gamma_{\text{s}\cdot\text{cm}^2}^{-1}$ angegeben, was innerhalb des systematischen Fehlers hervorragend mit dem hier berechneten **konservativen** Ergebnis von $(0.04 \pm 0.01) \gamma_{\text{s}\cdot\text{cm}^2}^{-1}$ für die LVD CF übereinstimmt. Mit Hilfe der in 4.15 zusammengefaßten Werte, werden in dieser Arbeit die Monte Carlo Simulationen zur Bestimmung einer Schildgeometrie für XENON1T skaliert. Da die Messungen im gesamten LNGS Untergrundlabor durchgeführt wurden, sind die Resultate auch für andere existierende und zukünftige Experimente am LNGS von großem Interesse.

4.2 11“ NaI-Neutronenmessungen

Mit Hilfe eines 11“ NaI-Detektors wurde der radiogene Neutronenfluß an zwei unterschiedlichen Standorten im Gran Sasso Untergrundlabor gemessen. In der Literatur existieren lediglich Messungen des radiogenen Neutronenflusses der Halle A die miteinander konsistent zu $n_{\text{Halle A}} = (3,81 \pm 0,11) \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \text{ cm}^2}$ [WJRv04] und $n_{\text{Halle A}} = (3,78 \pm 0,38) \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \text{ cm}^2}$ [Arp91] angegeben werden. Um abschätzen zu können, ob der radiogene Neutronenfluß in den Hallen des LNGS im gleichen Bereich liegt, wurde zunächst eine Neutronenuntergrundmessung vor der Xenon Box durchgeführt. Da man einen niedrigeren Neutronenfluß in der LVD CF durch die abschirmende Wirkung des Szintillators erwartet und keine veröffentlichten Messungen an dieser Position existieren, wurde der Detektor als zweite Meßposition in der Core Facility platziert. Über inelastischen Neutroneneinfang an Na und I kann die Zählrate von Neutronenereignissen radiogenen Ursprungs mit NaI-Szintillatoren bestimmt werden. In Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 werden die grundlegenden Eigenschaften von Neutronenquellen und Neutronenwechselwirkungen beschrieben, die Darstellung folgt [Sto05].

4.2.1 Neutronenquellen

Die meisten Neutronenquellen beruhen, wie Tabelle 4.16 zeigt, auf der Reaktion

$${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C} \text{ mit } Q = +5,71 \text{ MeV.} \quad (4.52)$$

Zur Kalibration des 11“ NaI-Detektors wurden ${}^{241}_{95}\text{Am}$ - ${}^9\text{Be}$ -Quellen (AmBe) verwen-

Nuklid/Reaktion	$T_{\frac{1}{2}}$	$\overline{E}_n[\text{MeV}]$	Quellstärke Aktivität
${}^{226}_{88}\text{Ra}-\text{Be}(\alpha, n)$	1600 a	2,8	$410 \frac{1}{s \cdot \text{MBq}}$
${}^{239}_{94}\text{Pu}-\text{Be}(\alpha, n)$	$2,411 \cdot 10^4 a$	3,4	$41 \frac{1}{s \cdot \text{MBq}}$
${}^{241}_{95}\text{Am}-\text{Be}(\alpha, n)$	432,6a	3,9	$54 \frac{1}{s \cdot \text{MBq}}$
${}^{124}_{51}\text{Sb}-\text{Be}(\gamma, n)$	60,3 d	0,025	$43 \frac{1}{s \cdot \text{MBq}}$
${}^{252}_{98}\text{Cf}$ Spontanspaltung	2,64 a	2,13	$2,3 \cdot 10^{12} \frac{1}{s \cdot g}$

Tabelle 4.16: Radioaktive Neutronenquellen [Sto05].

det. AmBe ist eine Neutronenquelle mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum von Null bis ca. 10 MeV und einer Photolinie bei 4,438 MeV. Abbildung 4.37 zeigt das Neutronenspektrum einer AmBe-Quelle. Solche Quellen bestehen aus zwei Materialien: Ein langlebiger α -Emitter (vgl. Kapitel 4.1.1), hier Americium, und ein Target mit niedrigem Z . Sie beruhen auf dem Prinzip, dass das Target durch Beschuß mit den α -Teilchen Neutronen freisetzt. Wegen der Energie- und Impulserhaltung beim

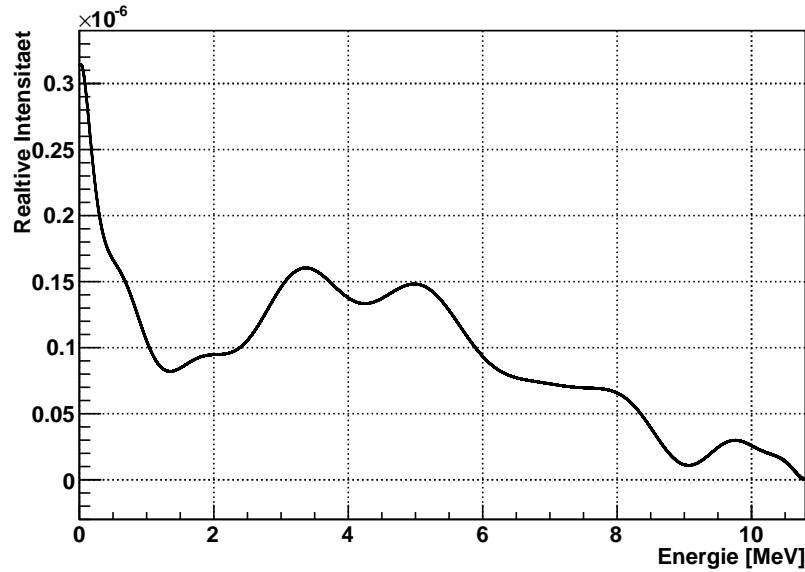
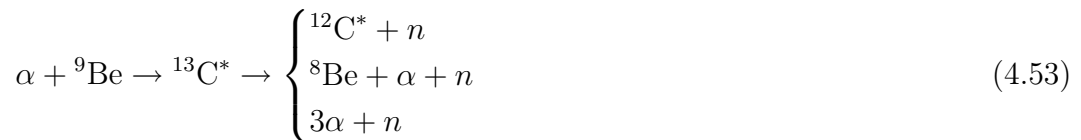


Abbildung 4.37: Neutronenspektrum von AmBe: Die relative Intensität der Neutronenstrahlung aufgetragen gegen die Energie.

Zweikörperzerfall ist die Energie des α -Teilchens diskret. Deshalb zeigt das Energiespektrum der α -Teilchen zahlreiche Linien, die verschiedene monoenergetische Übergänge im Mutterkern repräsentieren. Typischerweise liegen die Energien der α -Teilchen bei ungefähr 5 MeV. Das am häufigsten verwendete Targetmaterial ist ^9Be . Durch Beschuß wird daraus ein angeregter $^{13}\text{C}^*$ -Kern gebildet, der aufgrund verschiedener Vertrauensniveaus unterschiedliche Kanäle durchlaufen kann und dabei Neutronen emittiert:



Die Wahl des Zerfallskanals hängt von der Anregungsenergie ab. Dominant ist der Zerfall in den mit 4,438 MeV angeregten $^{12}\text{C}^*$ -Kern, der anschließend in den Grundzustand von ^{12}C zerfällt und ein γ mit der Energie von 4,438 MeV abstrahlt, was zum oben erwähnten Photopeak führt:



Der α -Emitter in diesem Fall ist Americium (^{241}Am). Die α -Teilchen werden zu 85,2% mit einer Energie von 5,486 MeV und zu 12,8% mit 5,443 MeV ausgesandt. Dabei entsteht der Tochterkern ^{237}Np :



Die Kombination aus ^{241}Am und ^9Be führt zur größten Neutronenausbeute, die mit einem solchen Quellentyp erreichbar ist. Sie liegt bei ca. 70 Neutronen pro $10^6\alpha$ -Teilchen [Cie83]. Das Verhältnis von Photonen zu Neutronen beträgt ca. 0,6.

4.2.2 Neutronen-Wechselwirkungen

Neutronen werden aufgrund ihrer Energie in vier Kategorien aufgeteilt:

- langsame (thermische und epithermische) Neutronen mit $E_n < 0,5 \text{ eV}$,
- mittelschnelle (intermediäre) Neutronen mit $0,5 \text{ eV} < E_n < 0,5 \text{ MeV}$,
- schnelle Neutronen mit $0,5 \text{ MeV} < E_n < 20 \text{ MeV}$,
- sehr schnelle Neutronen mit $E_n > 20 \text{ MeV}$.

Unter den langsamen Neutronen haben die *thermischen Neutronen* eine besondere Bedeutung. Diese befinden sich im Temperaturgleichgewicht mit den Atomen der Umgebung und haben eine besonders große Wahrscheinlichkeit mit Targetkernen zu wechselwirken. Das Geschwindigkeitsspektrum der thermischen Neutronen wird durch die *Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung*

$$dN = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_m^3} e^{-\frac{v^2}{v_m^2}} dv \quad (4.56)$$

charakterisiert. Hierbei ist N die Anzahl der Neutronen je Volumeneinheit, v die Neutronengeschwindigkeit und v_m die wahrscheinlichste Geschwindigkeit.

Da Neutronen wie auch Gammaquanten elektrisch neutral sind, sind ihre Wechselwirkungsmöglichkeiten mit Materie beschränkt. Die Wechselwirkung der Neutronen mit den Hüllenelektronen ist so schwach, daß sie vernachlässigt werden kann. Für die Abbremsung von Neutronen sind demnach nur Prozesse mit den Atomkernen maßgebend. Es werden drei Elementarprozesse der Kernwechselwirkung unterschieden:

- Elastische Streuung an Atomkernen,
- Inelastische Streuung an Atomkernen und
- Neutronenabsorption.

Diese drei Prozesse werden im Folgenden näher beschrieben.

Elastische Streuung

Die elastische Streuung an Atomkernen führt zur Änderung der Bewegungsrichtung und Energie der Neutronen. Die Summe aus der kinetischen Energie der Neutronen und der Kerne bleibt unverändert. Es handelt sich entweder um eine Potentialstreuung im Feld der Kernkräfte oder um eine Zwischenkernstreuung, bei der

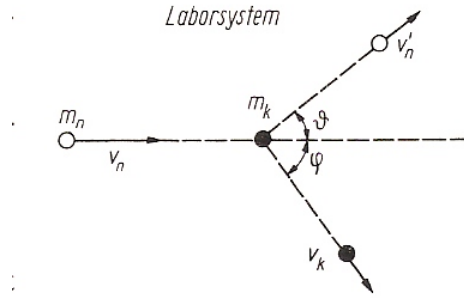


Abbildung 4.38: Elastischer Streuvorgang im Laborsystem mit den Größen: m_n = Masse Neutron, m_k = Masse Kern, v_n = Geschwindigkeit Neutron vor dem Stoß. Die Winkel ϑ und φ werden als Streu- bzw. Rückstoßwinkel bezeichnet.

Zwischenkerne gebildet werden. Abbildung 4.38 zeigt den elastischen Streuvorgang im Laborsystem mit den Größen: m_n = Masse Neutron, m_k = Masse Kern, v_n = Geschwindigkeit Neutron vor dem Stoß. Die Winkel ϑ und φ werden als Streu- bzw. Rückstoßwinkel bezeichnet. Mit Hilfe des Impuls- und des Energieerhaltungssatzes lassen sich Aussagen über die kinetischen Energien der Teilchen nach dem Stoß treffen. Der Energieverlust des Neutrons entspricht der Rückstoßenergie des Atomkerns:

$$\Delta E_n = E_n - E'_n = E_k \quad (4.57)$$

Es gilt:

$$E_k = E_n \left\{ 1 - \frac{m_n^2}{(m_n + m_k)^2} \times \left[\cos \vartheta + \sqrt{\frac{m_k^2}{m_n^2} - \sin^2 \vartheta} \right]^2 \right\} \quad (4.58)$$

Oder unter Einbeziehung des Rückstoßwinkels φ anstelle des Streuwinkels:

$$E_k = 4E_n \frac{m_n m_k}{(m_n + m_k)^2} \cos^2 \varphi. \quad (4.59)$$

Aus den Gleichungen (4.58) und (4.59) kann entnommen werden, daß die übertragene kinetische Energie nur von der Masse des Atomkerns und von den Winkeln φ bzw. ϑ abhängt. Die Energieabgabe des Neutrons ist umso größer, je weniger sich Kern- und Neutronenmasse unterscheiden und je größer der Streuwinkel ϑ bzw. je kleiner der Rückstoßwinkel φ ist.

Der maximale Energieübertrag findet beim zentralen Stoß ($\vartheta = 180$ und $\varphi = 0$) statt. In diesem Fall ist

$$\Delta E_{n,max} = E_{k,max} = 4E_n \frac{m_n m_k}{(m_n + m_k)^2}. \quad (4.60)$$

Summiert man über alle möglichen Streuwinkel und bildet den Mittelwert, so ergibt sich

$$\overline{\Delta E_n} = \overline{E_k} = 2E_n \frac{m_n m_k}{(m_n + m_k)^2}. \quad (4.61)$$

Beim elastischen Zusammenstoß mit einem Proton erleidet ein Neutron wegen der Massengleichheit der Stoßpartner den größten Energieverlust. Im statistischen Mittel verliert es nach (4.61) dabei die Hälfte seiner kinetischen Energie, so daß ein schnelles Neutron mit einer Anfangsenergie von einigen MeV bereits nach 25 Stößen mit Wasserstoffkernen auf die thermische Energie der Moleküle abgebremst wird. Diesen Vorgang nennt man *Neutronenmoderation*. Gute Moderatorsubstanzen sind Wasser, Paraffin und Polyethylen (wie in Kapitel 3.5.1 beschrieben wurde).

Inelastische Streuung

Atomkerne besitzen ein diskretes Spektrum von Anregungszuständen. Wenn die kinetische Energie eines Neutrons einen Anregungszustand des getroffenen Kerns übersteigt, aber nicht zur Auslösung einer Kernumwandlung ausreicht, kann eine inelastische Streuung stattfinden.

$$n + X \rightarrow n' + X^* \rightarrow n' + X + \gamma. \quad (4.62)$$

Bei der inelastischen Streuung an Atomkernen verändert sich auch die Richtung und die Energie der Neutronen. Die Energieverluste werden teilweise zur Kernanregung verbraucht, so daß die Summe der kinetischen Energien der Stoßpartner vor der Wechselwirkung größer ist als danach. Die angeregten Atomkerne kehren unter Aussendung von γ -Strahlung in den Grundzustand zurück.

Die inelastische Neutronenstreuung dient oft zur Bestimmung der Kernenergieniveaus. An leichten Atomkernen spielt die inelastische Streuung keine Rolle, bei schweren Kernen allerdings ist die inelastische Wechselwirkung mit erheblich größeren Energieverlusten verbunden als die elastische Streuung. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung steigt mit der Neutronenenergie und mit der Nukleonenzahl der streuenden Kerne an.

Neutronenabsorption

Bei der Neutronenabsorption entstehen angeregte Zwischenkerne. Die Anregungsenergie wird hauptsächlich durch Emission von γ -Strahlung abgegeben. Die dominierenden Kernumwandlungsprozesse sind daher bei schweren und mittelschweren Kernen die (n,γ) -Einfangreaktionen.

$$n + {}^nX \rightarrow {}^{n+1}X + \gamma \quad (4.63)$$

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten NaI-Detektor wird die die Zählrate von Neutronenereignissen mit Hilfe der oben im allgemeinen beschriebenen Einfangreaktion an Na und I bestimmt. Die genaue Reaktion lautet:



Die dabei emittierten Gammaquanten besitzen Energien von 6,959 MeV (${}^{23}\text{Na}$) und 6,826 MeV (${}^{127}\text{I}$).

Der Wirkungsquerschnitt der (n, γ)-Einfangreaktionen nimmt mit zunehmender Neutronengeschwindigkeit ab. Häufig zeigen die σ, E_n -Kurven bei bestimmten Energien Resonanzstellen. Abbildung 4.39 zeigt die inelastischen Wechselwirkungsquerschnitte von Na und I gegen die Neutronenenergie (σ, E_n -Kurve). Resonanzmaxima

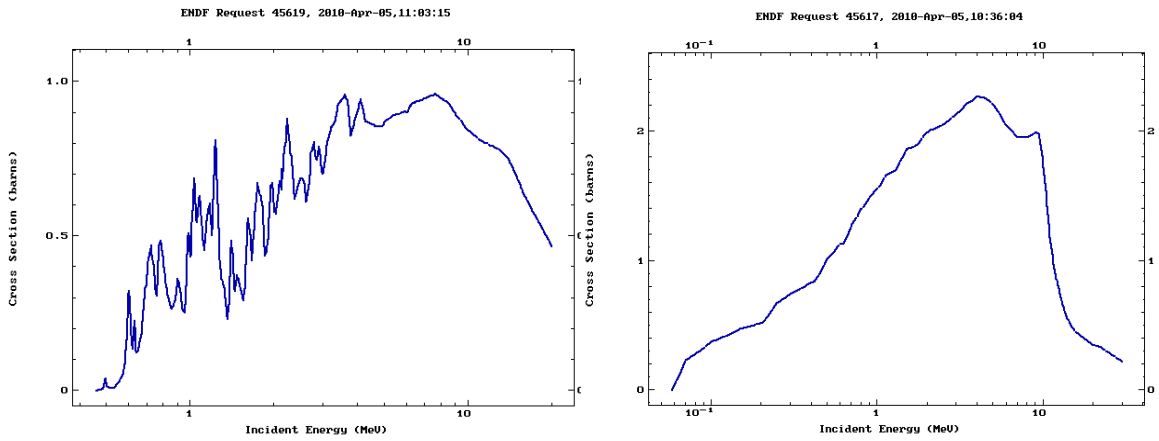


Abbildung 4.39: Inelastische Wechselwirkungsquerschnitte von Na (links) und I (rechts) aufgetragen gegen die Neutronenenergie [Lab10]. Die σ, E_n -Kurven zeigen Resonanzmaxima.

sind bei Neutronenenergien zu erwarten, bei denen der gebildete Zwischenkern ein eigenes Energieniveau erreichen kann. Im Fall einer einzigen Resonanz lässt sich die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Neutronenenergie in der Umgebung der Resonanzstelle durch eine Breit-Wigner-Kurve angeben:

$$\sigma_{(n,\gamma)} = \sigma_{res} \sqrt{\frac{E_r}{E_n}} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E_n - E_r)^2}. \quad (4.66)$$

Dabei bedeuten σ_{res} der Wirkungsquerschnitt an der Resonanzstelle, E_r die energetische Lage der Resonanz und Γ die Breite des Resonanzniveaus.

Schnelle und mittelschnelle Neutronen besitzen hinreichend kinetische Energie um (n, α), und (n,p)-Reaktionen auszulösen. Geladene Teilchen können nur emittiert werden, wenn die Anregungsschwelle zur Überwindung der Coulomb-Schwelle ausreicht.

Bei (n,p)-Reaktionen an stabilen Targetkernen entstehen Isobare mit einer um eine Einheit verminderten Kernladungszahl, die immer radioaktiv sind und meistens β^- -Emission zeigen. Auch die Restkerne von (n, α)-Reaktionen sind vorwiegend β^- -Strahler.

4.2.3 Der 11“ NaI Detektor

Der Szintillationskristall des 11“ NaI-Detektor hat einen Durchmesser von 27,7 cm und eine Höhe von 33 cm und damit eine Oberfläche von 4077 cm². Auf dem Kristall sind 7 PMTs (6 cm Durchmesser) angebracht, von denen einer defekt ist. Zum Schutz des NaI-Kristalls ist er mit einer 5 cm dicken Polyethylenschicht ummantelt. Abbildung 4.40 zeigt den Aufbau des 11“ NaI-Detektors und Abbildung 4.41 zeigt den Detektor selbst.

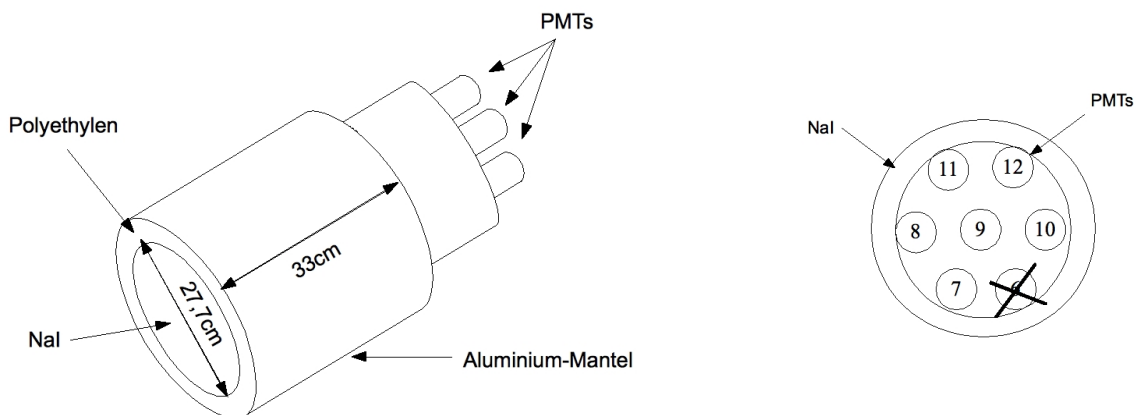


Abbildung 4.40: Der schematische Aufbau des 11“ NaI Detektors mit Aluminium-Mantel, Polyethylen, NaI-Kristall und der Anordnung der PMTs. PMT 6 ist defekt.

Zum Betrieb des 11“ NaI-Detektors werden eine Reihe elektronischer Module benötigt:

- Hochspannungsversorgung,
- Spannungsteiler,
- linearer FAN IN/FAN OUT und
- Spektroskopie-Verstärker.

Die Schaltung zum Betrieb des 11“ NaI-Detektors kann Abbildung 4.42 entnommen werden. Das verstärkte Signal des Spektroskopie-Verstärkers wird auf den MCA ge-

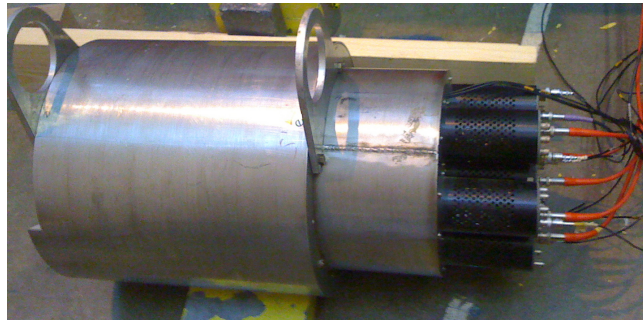


Abbildung 4.41: Der 11“ NaI-Detektor

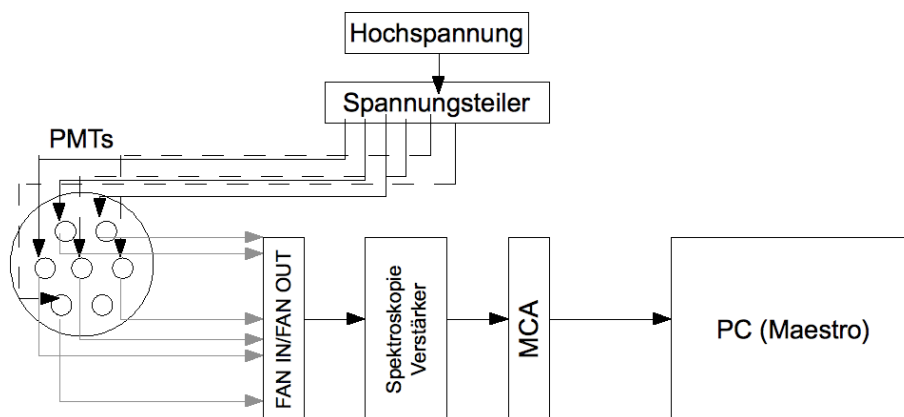


Abbildung 4.42: Standard-Schaltung des 11“NaI

geben. In diesem Falle wurde die MCA-Software Maestro (Ortec) [Ort10] verwendet. Sowohl die PMTs als auch der Detektor stammen aus den 60er Jahren und wurde freundlicherweise von Andries van der Schaaf und dem PSI Villigen [PSI10] zur Verfügung gestellt. Das Vakuum in den Photomultipliern kann mit der Zeit leiden, so daß das Restgas von Elektronen ionisiert werden kann. Die entstandenen Ionen können zurückwandern und die Photokathode treffen. Durch diesen Effekt produzieren die einzelnen PMTs Störsignale, die zeitlich jedoch nicht korreliert sind. Zwar treten diese Ereignisse mit vergleichsweise niedriger Rate (~ 300 Ereignisse/Stunde) auf, was Labormessungen mit radioaktiven Quellen nicht beeinflusst, doch liegt die Rate der Störsignale in der Größenordnung des erwarteten Untergrunds im Gran Sasso Untergrundlabor. Da die Signale zeitlich nicht korreliert auftreten, unterdrückt eine Koinzidenzschaltung der PMTs die Störrate. Zum Aufbau der Koinzidenzschaltung werden die folgenden Elektronik-Module benötigt:

- ein Aktiver Signal-Splitter,

- ein PMT-Verstärker,
- zwei Diskriminatoren,
- ein Koinzidenzmodul und
- ein NIM zu TTL-Konverter

Den schematischen Aufbau der Koinzidenzschaltung für den 11“ NaI Detektor zeigt Abbildung 4.43. Für die Messungen im Untergrundlabor wurde eine zweifa-

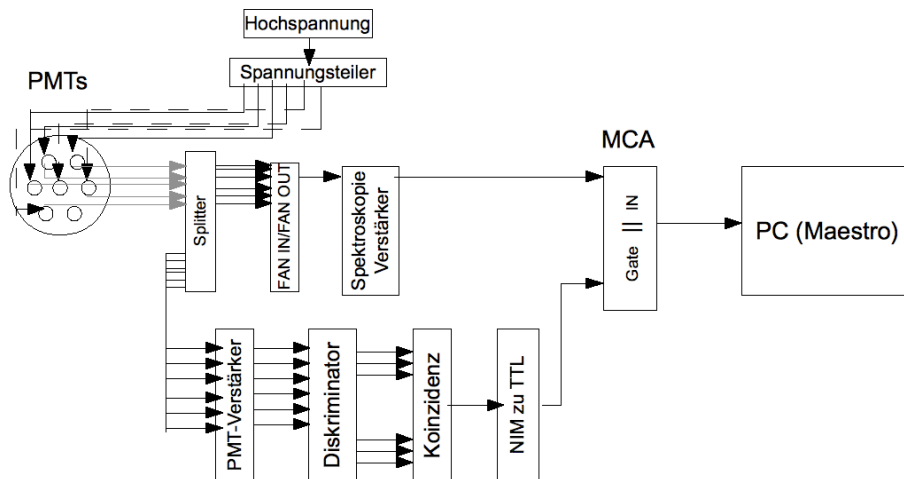


Abbildung 4.43: Koinzidenz-Schaltung des 11“NaI

che Dreier-Koinzidenz verwendet:

$$(7 \wedge 8 \wedge 9) \text{ und/oder } (10 \wedge 11 \wedge 12) \quad (4.67)$$

müssen zeitlich koinzident ein Signal detektieren, damit der Puls gespeichert wird. Alle Messungen im Untergrundlabor wurden mit dieser Koinzidenzschaltung durchgeführt. Zuvor wurde experimentell überprüft ob eine (Standard-)Zweier-Koinzidenz zur Unterdrückung der Störrate ausreichend ist. Jedoch stellte sich heraus, daß zufällige Koinzidenzen der Störsignale bei einer Zweier-Koinzidenz so häufig auftreten, daß sie das eigentliche Signal stören. Mindestens eine doppelte Dreier-Koinzidenz ist nötig um die Störrate effektiv zu unterdrücken, was eine Triggerschwelle von ca. 2 MeV zu Folge hat. Fordert man eine Koinzidenz aller PMTs, so wird die Triggerschwelle zu höheren Energien verschoben (~ 3 MeV), doch die Rate im interessanten Energiebereich ändert sich nicht.

Eigenschaften und Einstellungen

Zur optimalen Signalausbeute müssen alle PMTs aufeinander abgeglichen sein, was über eine Modulationsmöglichkeit am Spannungsteiler gewährleistet wurde. Die Einstellungen des Spannungsteiler sind Tabelle 4.17 zu entnehmen. Die Hochspannung

PMT 7	2,75
PMT 8	0,20
PMT 9	1,2
PMT 10	0,1
PMT 11	3,15
PMT 12	2,6

Tabelle 4.17: Einstellungen des Spannungsteilers

beträgt -1500 V, mit der jeder der sechs PMTs gespeist wird. Die Wahl des aufgenommenen Energiebereichs erfolgt über den Spektroskopie-Verstärker, wobei man die Eigenschaften des MCA berücksichtigen muß:

- **Kanäle** 8192
- **Totzeit** (pro Ereignis) $8\mu s$
- **INPUT** Akzeptiert positiven unipolaren, positiven torgesteuert-integrierten oder positiven bipolaren Analogpuls von 0 bis $+12$ V. Daher wird der Spektroskopie-Verstärker benötigt.
- **GATE** Akzeptiert positives TTL-Signal, Signal muß vor dem Peak des Pulses auftreten und bis $0,5\mu s$ danach andauern [TRU07]

In Tabelle 4.18 sind die optimalen Detektor- bzw. Elektronikeinstellungen zusammengefaßt.

Hochspannung	-1500 V
Lower Level Discriminator	Kanal 80
Upper Level Discriminator	Kanal 8192
Gain (Spek.-Verst.)	100
Fine Gain (Spek.-Verst.)	5
Verzögerung	$0,1 \mu s$
Integration	$0,1 \mu s$

Tabelle 4.18: Elektronikeinstellungen an den NIM-Modulen und dem MCA, die für den 11 NaI-Detektor verwendet wurden.

4.2.4 Detektorcharakterisierung

Die Detektorcharakterisierung des 11“ NaI-Detektors verläuft weitgehend analog zur Charakterisierung des 3“ NaI-Detektors. Die Gammakalibration wurde im LNGS Untergrundlabor vor der Xenon Box durchgeführt. Da es kaum möglich ist eine Genehmigung für die Benutzung von Neutronenquellen im LNGS Untergrundlabor zu bekommen, wurden die AmBe Neutronenkalibrationen in Labor 7 durchgeführt, welches zu den oberirdischen Gebäuden des LNGS gehört. Die Neutronenkalibrationen mit Bleischild wurden auch oberirdisch am PSI Villigen durchgeführt. Im folgenden werden die Schritte der Detektorcharakterisierung im Detail beschrieben.

Energiekalibration

Zur Energie-Eichung des 11“ NaI-Detektors wurden drei radioaktive Gammaquellen verwendet: ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{228}Th . Die aufgenommen Energiespektren (links) und die daraus resultierende Energiekalibration (rechts) zeigt Abbildung 4.44. Die Kanalnummer der Photopeaks wurde mit Maestro bestimmt und der Fehler zu ± 3 Kanäle angenommen. Ohne Koinzidenzschaltung beträgt die Energieschwelle 100

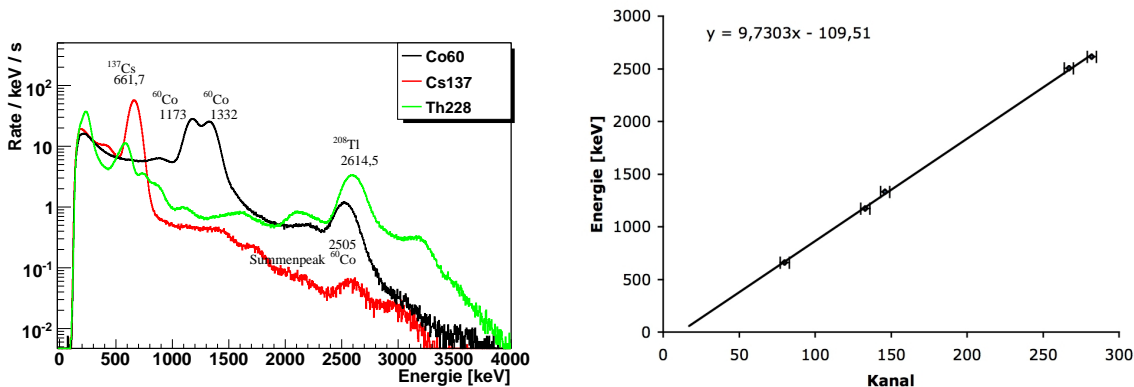


Abbildung 4.44: Energiekalibration des 11“ NaI-Detektors; links: Die Gammaspektren der Kalibrationsquellen ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{228}Th . Rechts: Die Kanalnummer der Photopeaks aufgetragen als Funktion der Gammaenergie

keV, während sie mit Verwendung der Koinzidenzschaltung ~ 2000 keV beträgt.

Energieauflösung

Um die Energieauflösung des verwendeten 11“ NaI-Detektors zu bestimmen, werden (wie in 4.1.4 beschrieben) die Photopeaks der Kalibrationsquellen mit einer

Gaußfunktion beschrieben und damit das FWHM für die jeweilige Photoenergie bestimmt. In Tabelle 4.19 sind die Resultate zusammengefaßt. Abbildung 4.45 zeigt die Halbwertsbreite FWHM als Funktion der Wurzel der Energie.

Nuklid	Gammalinie [keV]	Halbwertsbreite FWHM
^{137}Cs	661,7	103,4($\pm 4,8$)
^{60}Co	1173,2	129,25($\pm 7,4$)
^{60}Co	1332,5	141(± 9)
^{208}Tl	2614,5	202,1($\pm 8,1$)
$^{241}\text{AmBe}$	4438,0	265,55($\pm 9,1$)

Tabelle 4.19: Die Peaks in Abbildung 4.44 wurden mit einer Gaußfunktion gefittet. Die Halbwertsbreiten $FWHM$ der Gaussfits sind in der Tabelle aufgelistet und werden zur Bestimmung der Energie-Auflösung benötigt.

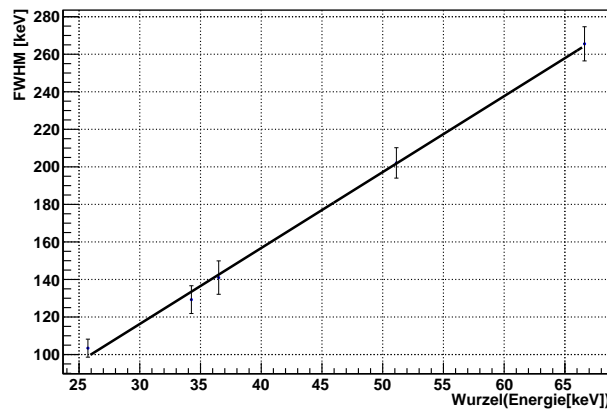


Abbildung 4.45: Die Halbwertsbreite FWHM des 11“ NaI-Detektors als Funktion der Wurzel der Energie mit linearer Regression

Mit Hilfe des linearen Fits erhält man für die Parameter K und C aus Gleichung (4.35):

$$K = (4,0 \pm 0,14) \sqrt{\text{keV}} \quad (4.68)$$

und

$$C = (-5,1 \pm 6,3) \text{ keV} \quad (4.69)$$

Der 11“ NaI-Detektor hat im Vergleich zum 3“ NaI-Detektor eine schlechtere Energieauflösung. Da der 3“ NaI-Detektor mit nur einem PMT von der gleichen Größe wie der Szintillationskristall arbeitet, ist die Lichtausbeute größer, was ein Grund für die bessere Energieauflösung ist. Auch spielt die Abschwächung im großen und älteren Kristall eine Rolle.

Intrinsischer Untergrund

Neutronenereignisse erzeugen in NaI-Detektoren nicht nur einen scharfen Peak bei der Energie des Na- und I-Einfangs von $\sim 6,9$ MeV, sondern sie deponieren kontinuierlich Energie von 0 – 10 MeV⁴, die im Bereich von 0 - ca. 5 MeV durch Gamma induzierte Ereignisse überlagert wird. Um ein reines Neutronenspektrums zu Erzeugen, das dieses Aussage bestätigt, ist die Bestimmung des intrinsischen Untergrunds mit Hilfe einer Blei-Abschirmung notwendig. Zu diesem Zweck wurde der 11“ NaI-Detektor (bei einer oberirdischen Messung am PSI) mit einem 10 cm dicken Bleischild umgeben. Die Meßzeit beträgt 34 Tage. Abbildung 4.46 zeigt den Aufbau des Bleischilds (links) und das intrinsische Energiespektrum des 11“ NaI-Detektors. Erwartungsgemäß zeigt das Spektrum des intrinsischen Untergrunds den 1461 keV

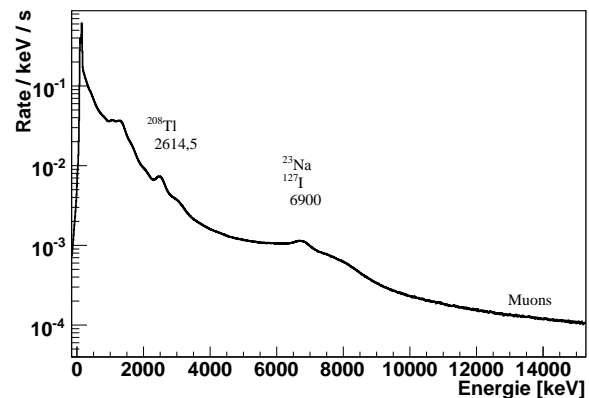
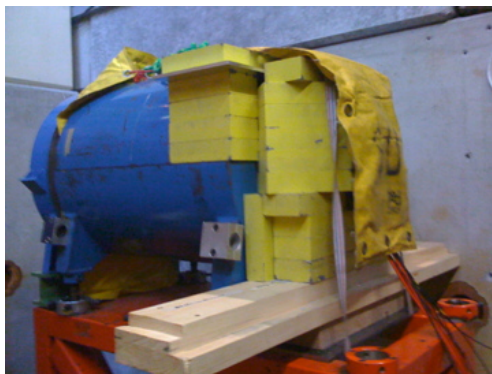


Abbildung 4.46: Bestimmung des intrinsischen Untergrunds des 11“ NaI-Detektors; links: Der Aufbau der Bleiabschirmung. Rechts: Das Spektrum des intrinsischen Untergrunds des 11“ NaI

^{40}K Peak und den 2614,5 keV ^{208}Tl Peak der Thorium-Zerfallskette, die als intrinsische Verunreinigungen im Detektor vorhanden sind. Da der Bleischild die Neutronen aus der Umgebung und die Myonen nicht abschirmen kann, erkennt man den 6,9 MeV Neutronen-Einfangpeak und die hochenergetischen Myonen ab 10 MeV.

⁴Der Bereich von 0 – 6,9 MeV kann dadurch erklärt werden, daß das hochenergetische Gammaquant aus der Einfangreaktion entweichen kann bevor es seine ganze Energie im Kristall deponiert hat. Der Bereich oberhalb des erwarteten Einfangpeaks ist nicht vollständig verstanden, da er weder durch Energieauflösung noch durch Myonenereignisse zufriedenstellend erklärt werden kann.

Neutronendetektionseffizienz

Zur Bestimmung des Bereichs im Energiespektrum, der von Neutronen dominiert wird, wurde eine Kalibration mit einer AmBe-Neutronenquelle durchgeführt, bei der sich der Detektor innerhalb des oben beschriebenen Bleischilds befand, so daß die von AmBe ausgesandten Gammaquanten den Detektor nicht erreichen konnten. Abbildung 4.47 (links) zeigt das Energiespektrum der AmBe-Quelle im Vergleich zum intrinsischen Untergrund des 11“ NaI-Detektors. Da der 10 cm Bleischild die kosmischen Myonen nicht abschirmen kann, sind sie als hochenergetische Ereignisse im Spektrum zu sehen. Da sowohl das Quellen-Spektrum als auch der intrinsische Untergrund exakt die gleiche Myonenrate zeigen, kann dieser Teil subtrahiert werden, so daß Abbildung 4.47 (rechts) das reine Neutronenspektrum induziert durch die AmBe-Quelle zeigt. Erwartungsgemäß ist der 6,9 MeV Peak erkennbar und der Bereich von 2 – 6 MeV kontinuierlich. Das Spektrum der Neutronen reicht bis zu 10 MeV.

Um den von Neutronen dominierten Energiebereich des Spektrums zu ermitteln, ist ein reines Gamma-Spektrum zum Vergleich nötig. Abbildung 4.48 zeigt das Gamma-Spektrum aus der ^{228}Th Kalibration (da dieses den höchstmöglichen Peak aus Gammawechselwirkungen liefert) im Vergleich zum reinen Neutronenspektrum aus der AmBe-Kalibration mit Bleiabschirmung. Der Einfluß der Gamma-Ereignisse reicht bis zum Schnittpunkt der Spektren bei ca. 5 MeV. Der Bereich 5 – 10 MeV wird ausschließlich von Neutronen-Ereignissen verursacht. Allerdings sind diese Neutronenereignisse nicht auf Einfangreaktionen im NaI-Detektor beschränkt: In allen umgebenden Materialien können Neutroneneinfangreaktionen auftreten bei denen Gammaquanten bis zu 8 MeV emittiert werden. Es ist anhand des aufgenommenen Spektrums nicht möglich *Innere* Neutronenwechselwirkungen von *Äußeren* zu diskriminieren. Die günstigste Signal zu Noise Rate erhält man bei Verwendung der Countrate unter dem 6,9 MeV Peak. Mit Hilfe der ermittelten Energieauflösung des 11“ NaI-Detektors kann der Peak-Bereich (1σ) zu 6593 keV – 7193 keV bestimmt werden⁵.

Zur Bestimmung der Neutronendetektionseffizienz wurde oberirdisch am LNGS eine $^{241}\text{AmBe}$ -Quelle mit einer Aktivität von 5 MBq verwendet, was der Aussendung von 2000 n/s entspricht [Gia10]. Zur Subtraktion der kosmischen Myonen wurde zunächst eine Untergrundmessung am Experimentierort über zwei Tage vorgenommen. Analog zu 4.1.4 wurden danach vier verschiedene Quellpositionen jeweils mit einer Statistik von drei Stunden gemessen und der zugehörige Raumwinkel berechnet. Für den Raumwinkel Ω gilt, wenn die radioaktive Punktquelle entlang der Achse des Detektors platziert wird (der Abstand Quelle Detektor aber *nicht* viel größer als der

⁵Eine Beschreibung des AmBe induzierten 6,9 MeV Peaks mit einer Gaußfunktion ergibt die gleiche Energieauflösung wie die extrapolierte Energieauflösung aus den Gammakalibrationen.

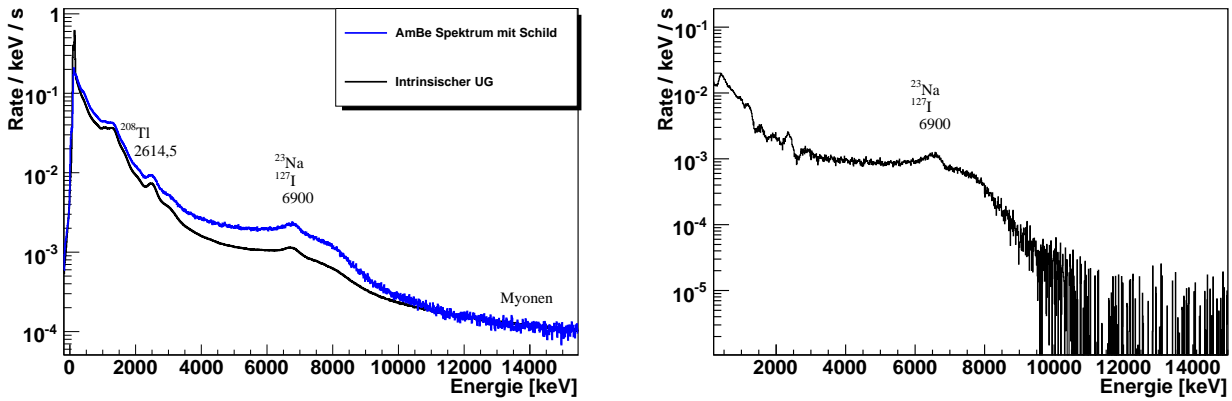


Abbildung 4.47: Neutronen induziertes Energiespektrum des 11“ NaI-Detektors. Links: Intrinsischer Untergrund des NaI gegen AmBe-Spektrum mit Bleiabschirmung. Rechts: Das reine Neutronenspektrum ermittelt aus dem Differenzspektrum des AmBe-Spektrums und des intrinsischen Untergrunds.

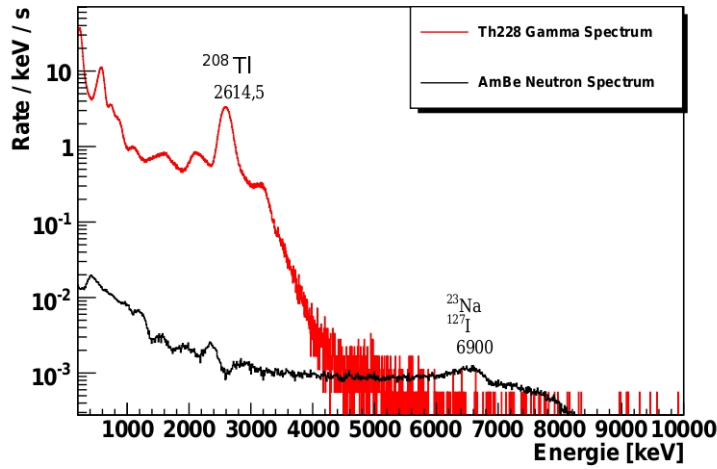


Abbildung 4.48: Reines Gamma-Spektrum von ^{228}Th im Vergleich zum reinen Neutronenspektrum von AmBe aufgenommen mit dem 11“ NaI-Detektor. Der Einfluß der Gamma-Ereignisse reicht bis zum Schnittpunkt der Spektren bei ca. 5 MeV. Der Bereich 5 - 10 MeV wird ausschließlich von Neutronen-Ereignissen verursacht.

Radius des Detektors ist):

$$\Omega = 4\pi \cdot \sin^2\left(\frac{\arctan\frac{r}{d}}{4}\right) \quad (4.70)$$

mit $r = 13,85$ cm (Radius NaI-Kristall) und $d =$ Abstand Quelle Detektor. Da Neutronen aus dem Untergrund aus allen Richtungen kommen können und der Detektormantel mit 5 cm Polyethylen umgeben ist, wurden zusätzlich zur Frontposition zwei Quellpositionen gemessen, bei denen sich die Quelle auf dem Detektormantel befand. Die unterschiedlichen Quellpositionen sind Abbildung 4.49 zu entnehmen. Für die Quellposition auf der Mantelfläche des Detektors gilt:

$$\Omega = 4\arctan\left(\frac{2rh}{2d\sqrt{4d^2 + 4r^2 + h^2}}\right) \quad (4.71)$$

mit $r = 13,85$ cm (Radius NaI-Kristall), $h = 33$ cm (Höhe NaI-Kristall) und $d =$ Abstand Quelle Detektorquerschnitt. Analog zu Gleichung (4.40) für Gammas gilt



Abbildung 4.49: Die Quellpositionen der AmBe-Quelle zur Bestimmung der Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors. Links: Die Quelle wurde in zwei unterschiedlichen Distanzen in Front des sensitiven Fensters platziert. Rechts: Die Quelle wurde an zwei unterschiedlichen Positionen auf der Mantelfläche des Detektors platziert.

für die Anzahl der theoretisch erwarteten Neutronenereignisse in Abhängigkeit vom Raumwinkel im Detektor:

$$N'_n = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot N_n \quad (4.72)$$

mit $N_n = 2000$ n/s als bekannter Quellstärke. Zur Bestimmung der tatsächlichen Neutronenzählrate im NaI-Detektor wurde die Zählrate im Bereich von 5 - 10 MeV unter Subtraktion des Untergrunds bestimmt. Abbildung 4.50 zeigt die Spektren der AmBe-Quelle in den vier unterschiedlichen Positionen und den Untergrund am Experimentierort. Die Spektren wurden mit der Koinzidenzschaltung aufgenommen. Durch die Forderung der Dreierkoinzidenz aus (4.67) wird eine Schwelle von ca. 2 MeV verursacht. Gamma-Ereignisse unterhalb von 2 MeV erzeugen nicht genügend

Licht um mindestens drei PMTs zu erreichen. Da die Messungen im Untergrundlabor auch mit der Koinzidenzschtaltung durchgeführt werden, sollen mit Hilfe der Verwendung der Koinzidenzforderung bei der Kalibration systematische Fehler in der Effizienzbestimmung am LNGS vermieden werden. Zusätzlich zu der AmBe-Kalibration am LNGS wurde nach der Bestimmung des intrinsischen Untergrunds am PSI eine weitere Neutronenkalibration durchgeführt, da es hier mit Hilfe des Bleis möglich war, die Gammaquanten, die von der AmBe-Quelle emittiert werden, abzuschirmen. Die hier verwendete Quelle emittiert $N_n = 2150$ n/s und wurde in drei verschiedenen Distanzen zum Detektor platziert. In Tabell2 4.20 sind die Ergebnisse der Effizienzbestimmung mit Quellposition, Raumwinkel, Zählrate und theoretischer Vorhersage zur Zählrate zusammengefaßt. Aus den Werten für die Neutronendetektionseffizienz kann das arithmetische Mittel gebildet werden, um den absoluten Wert für die Neutroneneffizienz mit statistischem Fehler zu bestimmen:

$$\epsilon_n = (5,3 \pm 0,2)\% \quad (4.73)$$

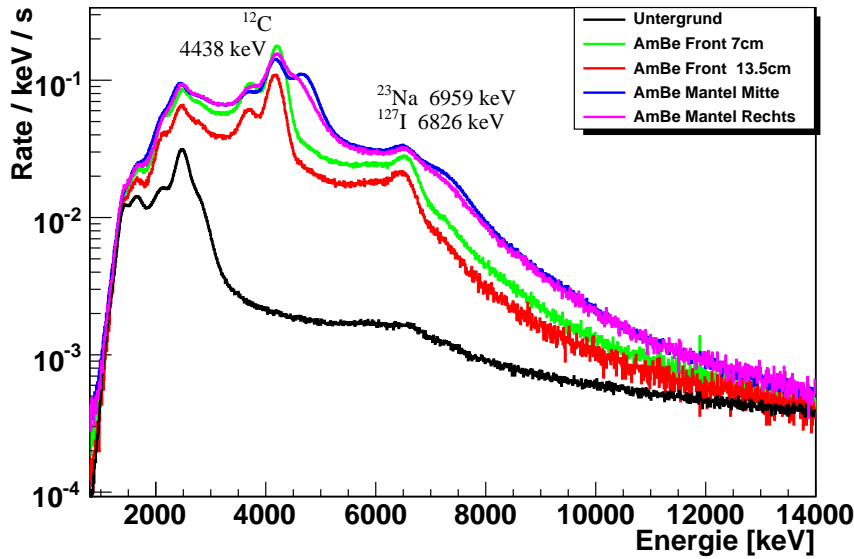


Abbildung 4.50: AmBe-Neutronenkalibration zur Bestimmung der Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors. Der Untergrund ist im Vergleich zu den AmBe-Spektren in den vier unterschiedlichen Quellpositionen aufgetragen.

Der Wirkungsquerschnitt von Na und I ist abhängig von der Neutronenergie (was in 4.2.2 gezeigt wurde. AmBe emittiert Neutronen mit einer mittleren Energie von

Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors					
Position	Distanz [cm]	Ω	N'_n theor.	N'_n gem.	ϵ_n [%]
LNGS					
Front 1	7	1,12	178	9,2	5,2
Front 2	13	0,7	111	6,2	5,6
Mantel Mitte	17	1,82	290	15,3	5,3
Mantel Rechts	17	1,82	290	14,4	5
PSI					
Mantel 1	20	1,48	253	12,9	5,1
Mantel 2	25	1,08	185	10,1	5,4
Mantel 3	30	0,81	139	7,5	5,4

Tabelle 4.20: Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors mit Quellposition, Raumwinkel, Zählrate und theoretischer Vorhersage zur Zählrate

4 MeV und deckt den Bereich von 0 – 10 MeV ab. Die mittlere emittierte Energie ist etwas höher als die mittlere im LNGS Untergrundlabor erwartete radiogene Neutronenenergie. Das Spektrum der radiogenen Neutronen wurde mit Monte Carlo Simulationen bestimmt [Tzi08] und ist in Abbildung 4.51 dargestellt. Prinzipiell emittieren sowohl die AmBe-Quelle als auch das Gran Sasso Gestein und der Beton Neutronen mit Energien zwischen 0 und 10 MeV. In diesem Bereich ist der NaI-Detektor sensitiv. Die Wahrscheinlichkeit hochenergetische (> 10 MeV) myoneninduzierte Neutronen zu thermalisieren und zu detektieren ist dagegen sehr viel geringer. Ihr Fluß liegt aber auch zwei Größenordnungen unter dem radiogenen Neutronenfluß, was am Ende dieses Kapitels noch näher erläutert wird. Wie bereits erwähnt, kann mit Hilfe der aufgenommenen Spektren nicht zwischen *Inneren* Neutronenwechselwirkungen und *Äußeren* unterschieden werden. Das bedeutet, daß die mit dem NaI gemessene Neutronenrate die tatsächliche Neutronenrate immer überschätzt. Man kann den Anteil der Äußeren Neutronenwechselwirkungen, die hochenergetische Gammaquanten produzieren, mit den vorliegenden Daten nur schwer abschätzen. Der mit dem gemessenen Fluß bestimmte Wert für die Neutronenrate ist eine obere Grenze für den Neutronenfluß, da man die Gammaquanten von Außen ignoriert und sie als Neutronen zählt.

Um diese Überschätzung des Flusses zu bestimmen - und neben der oberen Grenze auch eine untere Grenze angeben zu können - wurden neben den AmBe Kalibrationen am PSI in der Bleiabschirmung zusätzlich eine AmBe Kalibration bei gleichem Raumwinkel, außerhalb der Bleiabschirmung, durchgeführt. Abbildung 4.52 (links) zeigt die aufgenommenen Spektren der Quellen und des jeweiligen Untergrunds. Die Bleiabschirmung hat auch Einfluß auf die hadronische Komponente des Myonenuntergrunds, so daß neben der Gamma- und Neutronenraten auch die Myonenrate ohne Schild höher ist als innerhalb der Bleiabschirmung. Da der Untergrund ohne Schild

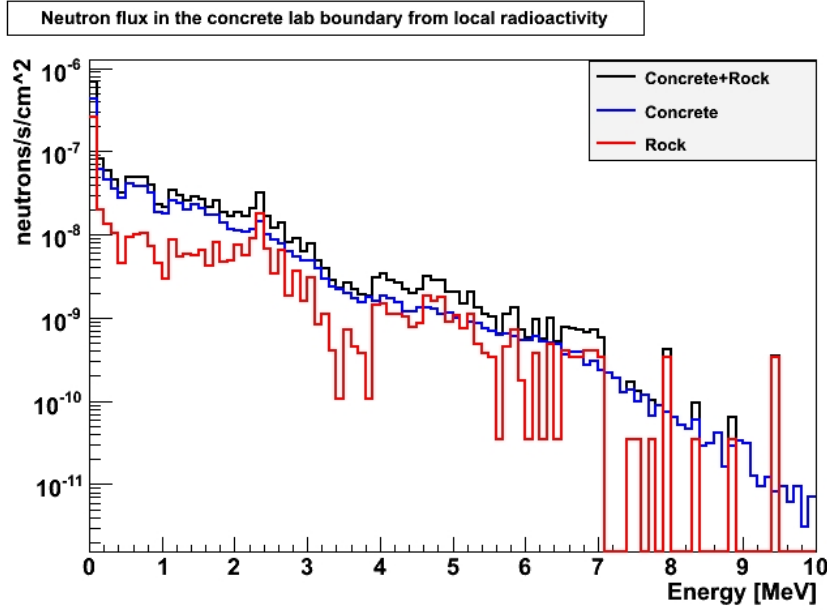


Abbildung 4.51: Spektren des radiogenen Neutronenflusses im LNGS Untergrundlabor ermittelt mit Monte Carlo Simulationen [Tzi08]

während der Kalibration und während der Messung des Untergrunds gleich ist, kann der Untergrund vom AmBe Spektrum subtrahiert werden. Das gleiche gilt für die Messungen innerhalb der Bleiabschirmung. Die resultierende Spektrum aus den Subtraktionen zeigt Abbildung 4.52 (rechts). Offensichtlich ist der Fluß ohne Schild trotz Subtraktion des Gamma- und Myonenuntergrunds höher als innerhalb des Schildes. Diese Überschätzung des Neutronenflusses läßt sich mit Neutroneneinfang-Ereignissen außerhalb des NaI-Detektors erklären, bei denen auch hochenergetische Gammaquanten emittiert werden. Aus dem Vergleich zwischen AmBe Spektrum mit und ohne Bleiabschirmung wurde die Rate der Fremd-Einfangreaktionen aus folgendem Zusammenhang abgeschätzt:

$$n_{total} = n_{\text{NaI-Einfang}} + \gamma_{\text{Fremdeinfang}}$$

und

$$\frac{\gamma_{\text{Fremdeinfang}}}{n_{\text{NaI-Einfang}}} = b$$

mit dem Skalierungsfaktor b bestimmt aus Abbildung 4.52. Damit erhält man für die korrigierte Neutronenrate:

$$n_{\text{NaI-Einfang}} = \frac{n_{total}}{1 + b}. \quad (4.74)$$

Für den 6,9 MeV Peak erhält man einen Skalierungsfaktor von:

$$b = 2,1. \quad (4.75)$$

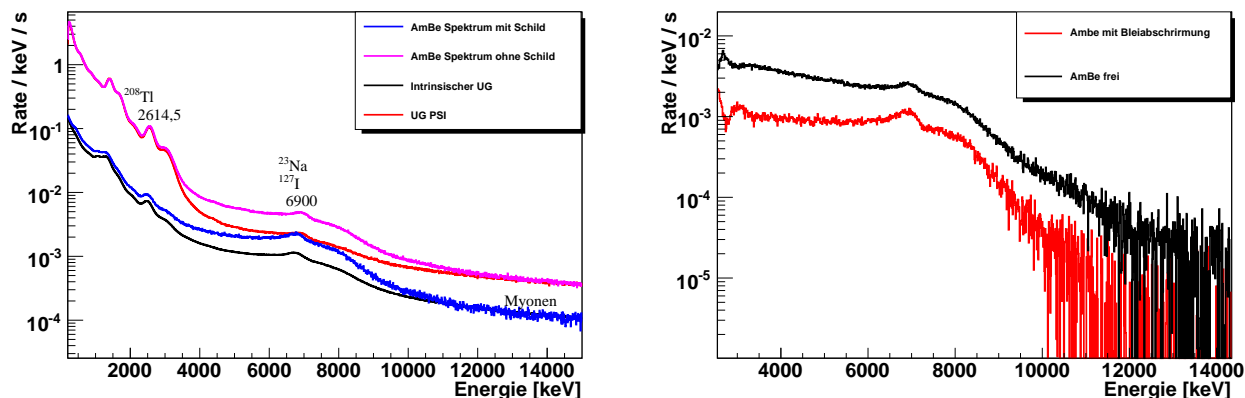


Abbildung 4.52: Links: Vergleich der AmBe Kalibrationen mit 11" NaI Detektor innerhalb der Bleiabschirmung und ohne Abschirmung mit zugehörigen Untergrund. Ohne Bleiabschirmung sind Gamma-, Neutron- und Myonenrate erhöht. Rechts: AmBe Spektren nach der Untergrund Subtraktion. Aus dem Skalierungsverhältnis der beiden Spektren im Bereich des 6,9 MeV Peaks wird der Faktor b ermittelt.

Bei dieser Methode ist zu beachten, daß in dem am PSI ermittelten Differenzspektrum eine mögliche Myonenkomponente vorhanden ist und man damit den Gammafluß durch Äußere Neutroneneinfangreaktionen überschätzt und somit durch die Skalierung den Neutronen Fluss unterschätzt. Das heißt der mit der Skalierungskorrektur ermittelte Wert ist eine absolute untere Grenze.

4.2.5 Messungen am LNGS

Die benötigte Statistik für Neutronenmessungen nimmt im Vergleich zu Gamma-Messungen aufgrund der um Größenordnungen niedrigeren Rate sehr viel mehr Zeit in Anspruch. Mit dem 11" NaI-Detektor wurde die Rate der radiogenen Neutronen in der Xenon Box und in der LVD Core Facility jeweils mit 5 – 7 Wochen Meßzeit bestimmt. Abbildung 4.53 zeigt die aufgenommenen Spektren. Im Gegensatz zur AmBe-Neutronenkalibration ist der Na- und I-Einfangspeak bei 6,9 MeV nicht klar zu erkennen. Wie bereits erwähnt ist bei der Bestimmung von Untergrund-Neutronenereignissen mit NaI-Detektoren zu beachten, daß auch die den Detektor umgebenden Materialien (wie der Beton und die LVD Struktur) Neutronen einfangen können. Auch bei diesen Fremdeinfangreaktionen werden hochenergetische Gammas ausgesandt, die den NaI-Detektor treffen können und zu der Rate in der

Neutronen-Region beitragen. Aus diesem Grund ist der vom Na- und I-Einfang erwartete Peak bei 6,9 MeV nicht zu sehen.

Zur Bestimmung der Rate des radiogenen Untergrund-Neutronen an beiden Meßpositionen wird die integrierte Zählrate unter dem bei 6,9 MeV erwarteten Peak bestimmt⁶ und mit der Effizienz aus Gleichung (4.73) zur Bestimmung der oberen Grenze angewendet. Mit Hilfe Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus dem statischen Fehler der Rate und dem Fehler der Effizienz, kann ein Fehler für die ermittelte Rate berechnet werden. Da die Messung eine obere Grenze ist, wird auch die obere Grenze auf den Meßwert benutzt. Dazu wurde das 95% Confidence Limit (C.L.) mit einer Gaußverteilung ermittelt. Zur Ermittlung der unteren Grenze wird der Wert mit der Fremd-Einfangrate aus Gleichung (4.75) korrigiert.

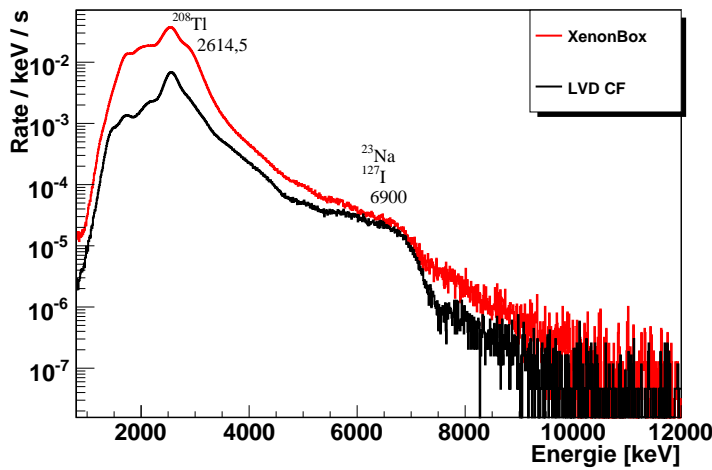


Abbildung 4.53: Messung des Neutronenuntergrunds am LNGS: Das Energiespektrum der Xenon Box und der LVD Core Facility aufgenommen mit dem 11“ NaI-Detektor.

Xenon Box

Aufgrund der Größe des 11“ NaI-Detektors wurde dieser für die 37 Tage dauernde Messung direkt vor der Xenon Box platziert. Abbildung 4.54 ist die Position des Detektors zu entnehmen.

⁶Der Peakbereich ist aus den AmBe Kalibration (mit 1σ) als 6593 keV – 7193 keV bekannt und kann für die Untergrundmessungen angewendet werden, auch wenn der Peak hier aufgrund der niedrigen Rate und der Überlagerung mit äußeren Einfangreaktionen nicht klar sichtbar ist.

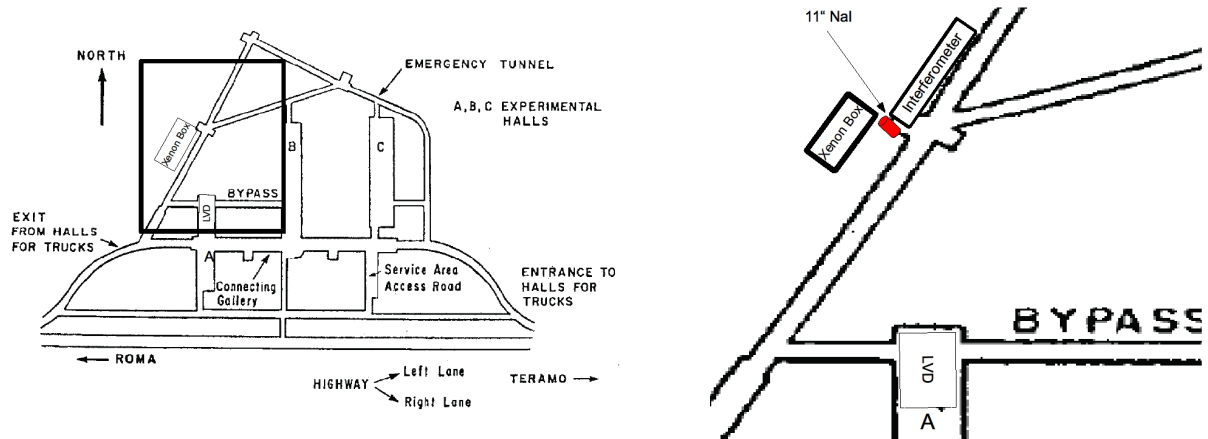


Abbildung 4.54: Die Position des Detektors bei der Messung vor der Xenon Box

Zur Bestimmung der Rate der radiogenen Neutronen wird die Zählrate unter dem bei 6,9 MeV erwarteten Peak für die Xenon Box Messung in Abbildung 4.53 bestimmt:

$$n_{XenonBox} = 0,001 \frac{n}{s}. \quad (4.76)$$

Die Oberfläche des 11" NaI Detektors beträgt $O = 4077 \text{ cm}^2$, die Effizienz $\epsilon_n = (5,3 \pm 0,2)\%$ und die Fremdeinfang-Rate $b = 2,1$. Mit Hilfe dieser Parameter kann ein Intervall für den radiogenen Neutronenfluß in der Xenon Box bestimmt werden:

$$1,5 \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \text{ cm}^2} < n_{XenonBox} < 4,6 \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \text{ cm}^2} \quad (4.77)$$

LVD

Für die Messung in der LVD Core Facility wurden 50 Tage Statistik gesammelt. Die Position des Detektors kann Abbildung 4.55 entnommen werden. Im Gegensatz zum 3" NaI-Detektor konnte der 11" Detektor nicht zwischen den Porta Tanks der LVD Core Facility platziert werden, so daß auf den großen Gang mit ausreichend Platz vor der Core Facility ausgewichen wurde. An dieser Position sind vier Seiten des Detektors nicht durch die LVD Struktur von der Neutronen emittierenden Felswand abgeschirmt. Aufgrund dieser nicht zwangsläufig repräsentativen Position innerhalb der LVD Core Facility, kann für diese Messung kein Lower angegeben werden.

Zur Bestimmung der oberen Grenze der Rate der radiogenen Neutronen wird die Zählrate unter dem bei 6,9 MeV erwarteten Peak des Energiespektrums für die LVD Core Facility Messung in Abbildung 4.53 bestimmt:

$$n_{LVD} = 0,0008 \frac{n}{s}. \quad (4.78)$$

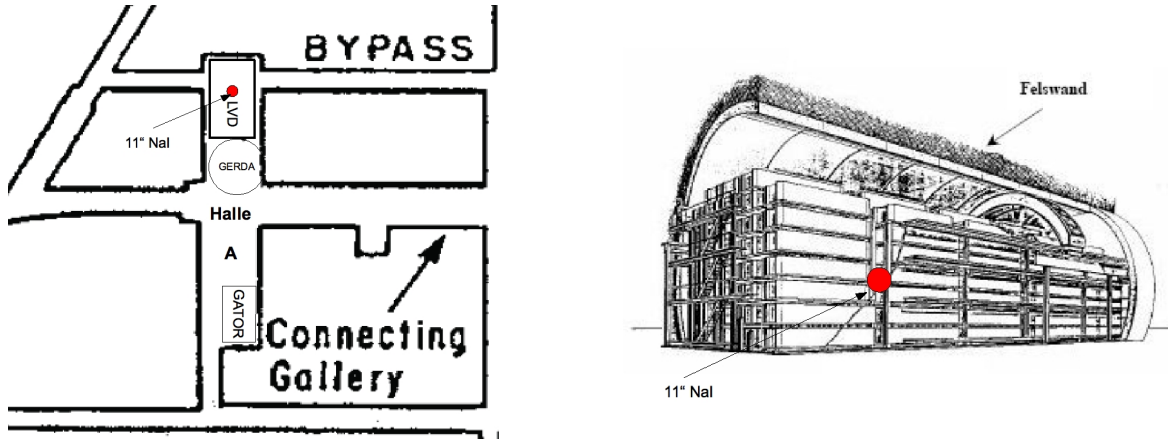


Abbildung 4.55: Links: Die Position des Detektors im Zoom des Übersichtsplan des LNGS bei der Messung in der LVD Core Facility. Rechts: Die Lage des 11“ NaI-Detektors innerhalb des LVD Detektors. Aufgrund der Maße des Detektors konnte dieser nicht wie der 3“ NaI zwischen den Porta Tanks der Core Facility platziert werden, sondern stand im großen Gang vor der Core Facility.

Analog zu 4.2.5 wird daraus eine obere Grenze für den Fluß der radiogenen Neutronen in der LVD Core Facility bestimmt:

$$n_{\text{LVD}} < 3,9 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{scm}^2} \quad (4.79)$$

Wie erwartet ist der Neutronenfluß in der LVD Core Facility geringer als in der Xenon Box, ist allerdings nicht so signifikant geringer wie man aus der Wirkung des LVD als passiver Abschirmung erwarten würde. Dies kann dadurch erklärt werden, daß die Position des Detektors in der LVD Core Facility nicht optimal war und die abschirmende Wirkung des LVD nicht ausgeschöpft werden konnte. In [WJRv04] wurde der radiogene Neutronenfluß in der Halle mit Hilfe eines ^3He -Detektors zu:

$$n_{\text{HalleA}} = (3,81 \pm 0,11) \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{scm}^2} \quad (4.80)$$

bestimmt. Die in dieser Arbeit ermittelten Intervalle für den Fluß der radiogenen Neutronen liegt im gleichen Bereich wie der mit von [WJRv04] ermittelte Wert, so daß man trotz der schwierigen Systematik bei NaI Neutronenmessungen vernünftige Ergebnisse ermitteln konnte. Insbesondere soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die angegebene obere Grenze sehr konservativ sind, da sie den Neutronenfluß mit Sicherheit überschätzen.

4.3 Zusammenfassung Untergrund im LNGS

Gamma Untergrund

Der Gamma Untergrund am LNGS wurde an verschiedenen Orten mit einem 3“ NaI-Detektor gemessen. In Tabelle 4.21 sind die mit Hilfe des 3“ NaI Detektors bestimmten Gamma-Aktivitäten für alle Meßpositionen am LNGS zusammengefaßt. Alle Aktivitäten wurden mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen bestimmt, wobei jeweils eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation erzielt wurde.

Gamma-Aktivitäten bestimmt mit dem 3“ NaI Detektor					
Ort	^{238}U	^{232}Th	^{40}K	^{60}Co	Integraler Fluß $\frac{1}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$
Halle A	$11,7 \pm 3,9$	$14,8 \pm 2,8$	62 ± 14	$<0,9$	0.27 ± 0.01
Halle B	$19,6 \pm 4,9$	$13,2 \pm 2,7$	52 ± 10	$<0,9$	0.32 ± 0.02
Xenon Box	$37,8 \pm 7,3$	$10,9 \pm 2,8$	206 ± 37	$<0,9$	0.41 ± 0.04
LVD	$1,2 \pm 0,4$	$0,34 \pm 0,07$	$1,04 \pm 0,32$	$<0,05$	0.005 ± 0.001

Tabelle 4.21: Gamma-Aktivitäten am LNGS in [Bq/kg]

Der Vergleich der hier bestimmten Gamma-Aktivitäten mit den wenigen publizierten Werten ergibt eine zufriedenstellende Übereinstimmung innerhalb der systematischen Fehler.

Radiogener Neutronen Untergrund

Der radiogene Neutronenfluß am LNGS wurde mit Hilfe eines 11“ NaI Detektors untersucht. Für die Xenon Box wurde ein Intervall für den Fluß bestimmt und für die LVD Core Facility eine sehr konservative obere Grenze. Für die Xenon Box erhält man ein Intervall von

$$1,5 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s}\cdot\text{cm}^2} < n_{\text{Xenon Box}} < 4,6 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$$

und für die LVD CF eine obere Grenze von

$$n_{\text{LVD}} < 3,9 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$$

Die ermittelten Intervalle liegen im Bereich der in der Literatur vorhandenen Messung des Flüsse in der Halle A des LNGS von $n_{\text{HalleA}} = (3,81 \pm 0,11) \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$ [WJRv04] bzw. der Abschätzung für den in der LVD CF zu erwartenden radiogenen Neutronenfluß.

Kosmogener Neutronen Untergrund

Der kosmogene Neutronen Untergrund am LNGS wurde von [Tzi09] und [Sel08] mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen untersucht. Für den integrierten Neutronenfluß im LNGS erhält [Tzi09]:

$$n_{\text{Kosmo, Xenon Box}} = 6,41 \cdot 10^{-9} \frac{\text{n}}{\text{s cm}^2}. \quad (4.81)$$

Die Energieverteilung der kosmogenen Neutronen im LNGS zeigt Abbildung 4.56.

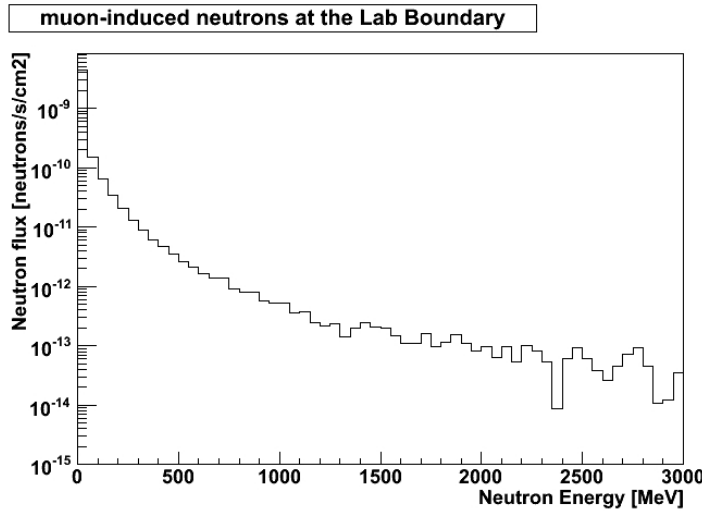


Abbildung 4.56: Energiespektrum der Myonen induzierten Neutronen im LNGS [Tzi09].

Für den integrierten Neutronenfluß in der LVD Core Facility, der aufgrund der abschirmenden Wirkung der LVD Module reduziert ist im Vergleich zum integrierten Fluß des LNGS im Allgemeinen, erhält [Sel08]:

$$n_{\text{Kosmo, LVD}} = 0,602 \cdot 10^{-9} \frac{\text{n}}{\text{s cm}^2}. \quad (4.82)$$

Die im nächsten Kapitel vorgestellten Simulationen zum externen Untergrund des XENON1T Detektors werden mit Hilfe der hier angegebenen Gamma- und Neutronenflüsse skaliert.

Kapitel 5

Monte Carlo Vorhersagen zum erwarteten Untergrund für XENON1T

Für das Zukunftsprojekt XENON1T wird zur Zeit über den Ort des Experiments entschieden. In Europa stehen die Untergrundlabore LSM in Modane und LNGS im Gran Sasso Massiv zur Auswahl. In dieser Arbeit werden Monte Carlo Studien zum erwarteten externen Untergrund für den Standort LNGS vorgestellt. Am LNGS selbst stehen zwei Standorte zur Auswahl: im Inneren des Large Volume Detektors [B⁺89] - in der LVD Core Facility (LVD CF) - oder in der Halle B. Für die LVD CF plant man aufgrund des reduzierten Platzangebots eine konventionelle Abschirmung; in der Halle B wird der Bau einer großen Wasserabschirmung favorisiert. Im Folgenden werden Simulationen zu beiden Optionen vorgestellt. Die Gamma- und Neutronenflüsse, die als Eingabeparameter der Simulationen dienen, wurden mit Hilfe der in Kapitel 4 beschriebenen NaI-Messungen am LNGS ermittelt. Auf Grundlage der Ergebnisse der Monte Carlo Studien wird über eine Schildgeometrie für den Gran Sasso Standort entschieden.

Simulation mit Geant4.9.2.p02

Zunächst wird ein Überblick über die Simulationen mit Geant4 gegeben. Geant4 (**GE**ometry **ANd** **T**racking) ist eine Monte Carlo Plattform auf C++-Basis, mit der die Propagation von Teilchen durch Materie simuliert werden kann. Sie stellt dem Benutzer einerseits fertige Module für die Einbindung von Detektorgeometrien, Benutzerschnittstellen, Teilchenverfolgung und Visualisierung der Teilchenbahnen zur Verfügung. Andererseits bietet Geant4 auch eine Vielfalt von modularen Bibliotheken, die physikalische Modelle und Prozesse, sowie experimentell ermittelte Daten von Teilchen und Atomen enthalten. Für die Simulation von Kernzerfällen stellt Geant4 die Verwendung eines *Decay Moduls* zur Verfügung, das die typischen Zer-

fallsreihen der radioaktiven Isotope mit allen Gamma-, Beta- und Alpha-Energien enthält. Neben der Einbindung der Geometrie wird dem Benutzer die Möglichkeit gegeben, eine eigene „Physikliste“ zu erstellen, die auf die Anwendung zugeschnitten ist.

Im Gegensatz zu realen Detektordaten wird in den Simulationsdaten die deponierte Energie aller Schritte, sowie die Art der Wechselwirkung im aktiven Volumen aufgezeichnet. Zudem ist der simulierte Detektor ideal in Hinsicht auf die Positions- und Energieauflösung. Das bedeutet aber auch, daß die Positionsauflösung an die realen Gegebenheiten angepasst werden muß. Der echte Detektor kann zwei Wechselwirkungen mit Xenon nur separieren, wenn diese einen gewissen Mindestabstand haben. Dieser wird für die x - y -Ebene (senkrecht zum Driftfeld) und in z -Richtung (entlang des Driftfeldes) für XENON1T als 3 mm angenommen. Der simulierte, ideale Detektor hingegen sieht jeden einzelnen Schritt, egal wie dicht er beim nächsten liegt. Das Berücksichtigen der Positionsauflösung in der Analyse der Monte Carlo Simulationen erfolgt über ein ROOT¹-Makro, welches die einzelnen Ereignisse durchgeht und die Schritte energiegewichtet zusammenfasst, wenn sie vom Detektor nicht mehr aufgelöst werden können. So wird eine neue Ereigniskette erstellt, die die energiegewichteten mittleren Positionen und die Gesamtenergien der zusammengefassten Schritte enthält. Erst nach dieser Prozedur, die die Simulationsdaten so interpretiert, wie der geplante Detektor voraussichtlich die realen Ereignisse wahrnehmen wird, werden Schnitte zur weiteren Selektion auf die Daten angewendet.

Nicht die gesamten 2,4 t flüssigen Xenons werden als sensitives Detektormedium verwendet werden, sondern nur die innerste Tonne (daher der Name XENON1T). Die äußeren 1,3 t fungieren als aktiver Schild. Um die gesamte Detektormasse auf 1 t sensitives Volumen zu beschneiden, werden die äußeren 10 cm (im Radius und in z -Richtung) bei der Analyse „ausgeschnitten“. Der durch solche Schnitte eingeschränkte Detektorbereich, der in die Analyse einfließt, wird im Englischen „Fiducial Volume“ (FV) genannt. Da die erwarteten WIMP-Kern Wirkungsquerschnitte extrem klein sind, erwartet man für WIMPs nur Einzelstöße sogenannte Single Scatters, also Teilchen die den Detektor treffen und innerhalb der Positionsauflösung nur einmal wechselwirken. In den folgenden Analysen wird nach diesen Einfachstreuungen, den Single Scatters, selektiert.

Um eine fundierte Aussage über ein Signal (oder auch das Fehlen eines Signals) im flüssigen Xenon machen zu können, muß die Energieskala von Kernrückstößen in diesem Medium bekannt sein. Die relative Szintillationseffizienz von Kernrückstößen L_{eff} beinhaltet diese Information. Nach [Man10] gilt:

$$L_{eff} = \frac{E_{ee}}{E_{nr}}, \quad (5.1)$$

mit E_{ee} als Elektron Äquivalent Energie und E_{nr} als Kernrückstoßenergie. Diese einfache Relation ist nur gültig, wenn kein elektrisches Feld angelegt wird [Man10].

¹ROOT ist eine am CERN entwickelte Datenanalysesoftware. Die Simulationsdaten werden im ROOT-Format gespeichert.

Bei Anlegen eines elektrischen Driftfeldes gilt:

$$L_{eff} = \frac{E_{ee}}{E_{nr}} \cdot \frac{S_e}{S_n}, \quad (5.2)$$

mit S_e als den Feldquenchingfaktor für Elektronen und S_n als den Feldquenchingfaktor für Neutronen. Da diese beiden Größen abhängig von der Größe des angelegten Driftfeldes ist, können sie erst angegeben werden, wenn die Größe des für den XENON1T Detektor verwendeten Driftfeldes bekannt ist. Die relative Szintillationseffizienz von Kernrückstößen L_{eff} ist eine energieabhängige Größe, die mit niedriger Energie leicht abfällt. Für 100 keV ist $L_{eff} \sim 0,2$, für 10 keV ist $L_{eff} \sim 0,14$ und für 5 keV ist $L_{eff} \sim 0,12$. Für die Energieskala der Gamma induzierten Streuungen muß eine Reskalierung mit Hilfe von Gleichung (5.1) durchgeführt werden. In allen Abbildung ist die Einheit **keV** als **keV_{NR}** gebraucht.

5.1 Blocksimulationen

Um zunächst eine optimale Schildgeometrie zu ermitteln wurde die geplante Detektorgeometrie (Vgl. Kapitel 3) durch 20 cm × 20 cm Blöcke mit der Dicke des jeweiligen Materials approximiert. Dann wird in der Simulation ein Strahl aus Gammas oder Neutronen zentral auf die Abschirmung geschossen, um die Abschwächung zu überprüfen. Abbildung 5.1 zeigt die Blockgeometrie für den XENON1T Detektor ohne Schild, der sowohl für die Simulationen zur Bestimmung eines konventionellen Schildes als auch für die Wasserschildsimulationen verwendet wurde. Der Detektor besteht aus einem Vakuum-Kryostaten aus 5 cm Cu (Außenwand) und 1 cm Innenwand. Die Schilddicke von Blei bzw. Polyethylen wurde schrittweise erhöht. Um die resultierende Rate keinesfalls zu unterschätzen, wurde die sehr konservative Annahme gemacht, daß der Gammafluß aus der höchstmöglichen Energie von 2600 keV besteht, die die größte Penetrationswahrscheinlichkeit gegenüber dem Schild haben. Würde man den integrierten Fluß als Skalierungsfaktor verwenden, überschätzt man den tatsächlichen Fluß um ca. 3 Größenordnungen (dies wurde in einer Vergleichssimulation von 2600 keV monoenergetischen Gammas zum tatsächlichen Gamma-Spektrum überprüft). Um den Fluß der monoenergetischen Gammas korrekt zu skalieren, muß berücksichtigt werden, daß der tatsächliche Anteil von 2615 keV Gammaquanten (aus dem ^{208}Tl Peak) 3% des Gesamtflusses ausmacht² und der Zerfallszweig von ^{232}Th über ^{208}Tl nur in 36% aller Fälle auftritt, so daß der in Tabelle 4.21 angegebene Fluß um den Faktor 93 korrigiert werden muß. Für die radiogenen Neutronen wurde die obere Grenzenergie von 10 MeV simuliert, für kosmogene Neutronen 100 MeV. Zusammengefaßt werden also monoenergetische Gammaquanten

²Mit Hilfe der Gammamessungen für die LVD Core Facility und der Halle B in Kapitel 4 und einer Simulation monoenergetischer Gammas die auf den 3" NaI Detektor treffen um die Peak zu Compton-Rate zu bestimmen, wurde der Anteil der 2615 keV Gammas am gesamten Spektrum zu 3% bestimmt.

bzw. Neutronen in einer Beam simuliert, unter der konservativen Annahme eines monoenergetischen Flusses mit der jeweiligen Höchstenergie für die jeweilige Untergrundquelle.

Skaliert werden die Flüsse für die Gammaquanten und die radiogenen Neutronen mit den in Kapitel 4 ermittelten Ergebnissen für den Untergrund am LNGS. Um die Rate in einer Tonne FV abzuschätzen, wurden 10 cm Xenon in y -Richtung geschnitten. Die Rate der kosmogenen Neutronen wird für die LVD CF aus [Sel08] entnommen und für den Standort in Halle B aus [Tzi09]. Wie in Kapitel 3.4 diskutiert ist das Ziel des XENON1T Projektes einen Gamma-Untergrund von $< 10^{-4} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}_{NR}}$ und einen Neutronenuntergrund von $< 0,1 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{\text{t} \cdot \text{a}}$ zu erreichen. Da der Untergrund eines Experimentes aus der Kombination von externem Untergrund und Untergrund aus Detektormaterialien besteht, wurde in dieser Arbeit eine Schildgeometrie ermittelt, die den externen Untergrund um eine Größenordnung unter das Ziel von XENON1T unterdrückt und damit gegen die Aktivität der Detektormaterialien vernachlässigbar ist.

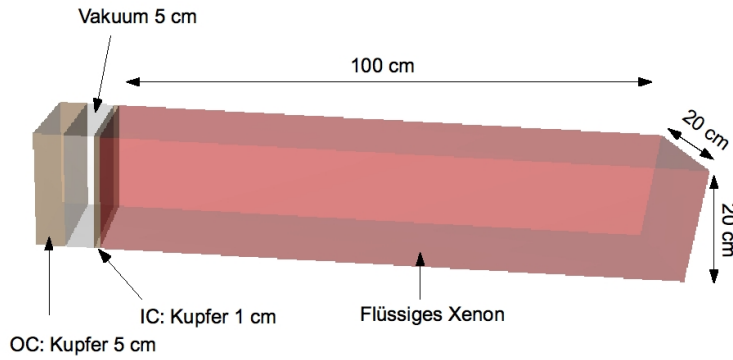


Abbildung 5.1: Geant4 Detektorgeometrie für die Block-Approximation des XENON1T Detektors bestehend aus äußerem Kryostaten (OC) aus 5 cm Kupfer, 5 cm Vakuum, innerem Kryostaten (IC) aus 1 cm Kupfer und 1m flüssigem Xenon. Alle Blöcke sind 20 cm \times 20 cm breit.

5.1.1 Konventioneller Schild im LVD

Aufgrund eines reduzierten Platzangebotes in der LVD CF wird hier die optimale Schildgeometrie für eine konventionelle Abschirmung bestehend aus Blei und Polyethylen untersucht. Beginnend mit 2 cm Blei und 5 cm Polyethylen wurde die Schilddicke schrittweise um 2 cm (für Blei) und 5 cm für Polyethylen erhöht. Abbildung 5.2 zeigt die Geant4 Geometrie für 30cm Blei (äußerer Schild) und 60 cm

Polyethylen (innerer Schild) vor dem eigentlichen Detektor aus Kupfer und flüssigem Xenon.

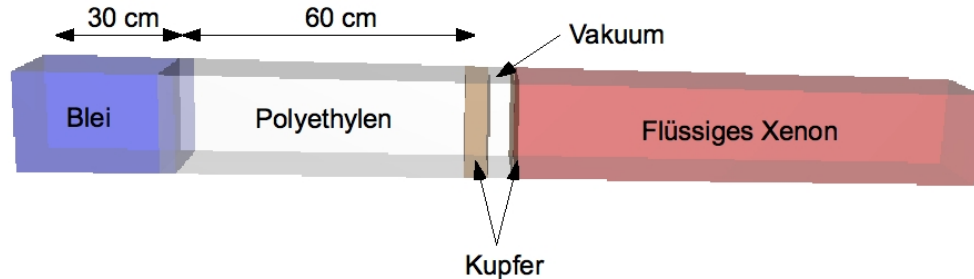


Abbildung 5.2: Geant4 Detektorgeometrie für die Block-Approximation mit Blei- und Polyethylenschild für den XENON1T Detektor.

Gamma-Untergrund

Zur konservativen Abschätzung des externen Gamma-Untergrunds in der LVD CF wurden monoenergetische 2,6 MeV Gammaquanten in einem auf den Detektor gerichteten Strahl simuliert. Skaliert wurde der Gammafluß mit dem in Kapitel 4 ermittelten integrierten Gammafluß in der LVD Core Facility von $(0.005 \pm 0.001) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$. Es wurden 2894 Tage Gammaexposition für jede Schilddicke simuliert. Abbildung 5.3 zeigt die Single Scatter Rate gegen die Energie in einer Tonne FV für die unterschiedlichen Schilddicken von bis zu 75 cm Blei. Der erwartete Peak bei 2600 keV ist gut erkennbar, bei 2089 keV liegt der Single Escape Peak und bei 1578 keV der Double Escape Peak. Bei 511 keV erkennt man den Peak, der resultiert, wenn ein Gamma Paarproduktion in Kupfer auslöst und sowohl das Elektron als auch das Positron in dem Material in dem sie erzeugt wurden gestoppt werden. Das Positron annihiliert in zwei 511 keV Gammas. Erreicht nur eines dieser Gammas das Xenon wird eine Energie von 511 keV deponiert. Aus diesen Spektren wurde die Single Scatter Rate im interessanten Energiebereich von 5 - 50 keV_{NR} ermittelt. Abbildung 5.4 zeigt die Single Scatter Rate gegen die Schilddicke des Bleis. Die geforderte Rate von $<10^{-5} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}_{NR}}$ wird bereits bei einer Bleistärke von 8 cm erreicht, was auf den stark reduzierten Gammafluß in der LVD CF zurückzuführen ist:

$$\boxed{\text{Optimale Bleiabschirmung in der LVD CF : 8 cm}} \quad (5.3)$$

Neutronenuntergrund

Der Neutronenuntergrund wurde für radiogene Neutronen (hauptsächlich aus (α, n) -Reaktionen) und kosmische (Myonen induzierte) Neutronen untersucht. Zur konser-

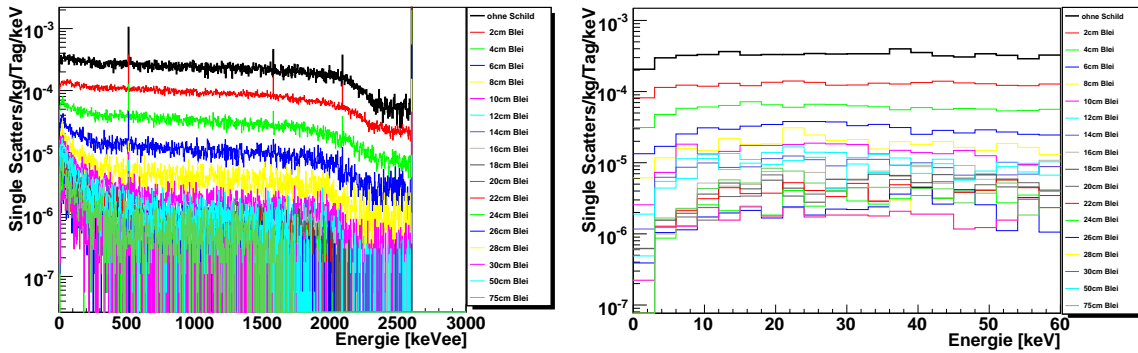


Abbildung 5.3: Gamma Single Scatter Rate in dru gegen die Energie in einer Tonne FV für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 75 cm Blei. Rechts wird nur die Region bei niedrigen Energien gezeigt, die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.

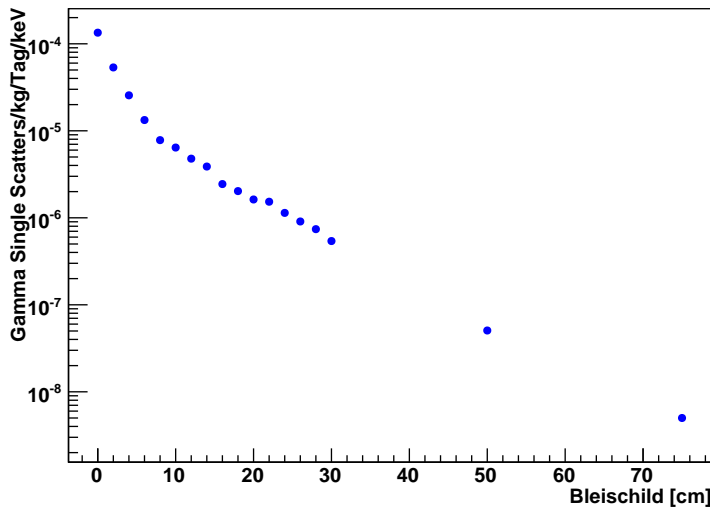


Abbildung 5.4: Bleidicke gegen Gamma Single Scatter Rate im Sensitiven Volumen und bei einer Energie von 5 - 50 keV_{NR} ermittelt mit Hilfe der Blocksimulation für den konventionellen Schild in der LVD Core Facility. 8 cm Bleiabschirmung reichen aus, um den Richtwert von $r < 10^{-5}$ dru zu erreichen.

vativen Abschätzung wurden monoenergetische 10 MeV Neutronen in einer auf dem Detektor gerichteten Strahl simuliert. Skaliert wurde der Neutronenfluß mit der in Kapitel 4 ermittelten oberen Grenze für den Neutronenfluß in der LVD Core Facility von $3,9 \cdot 10^{-6} \frac{n}{s \text{ cm}^2}$. Für die radiogenen Neutronen wurden 1016 Jahre Neutronenexposition für jede Schilddicke simuliert. Abbildung 5.5 zeigt die Single Nuclear Recoil

Rate gegen die Energie für die unterschiedlichen Schilddicken von bis zu 150 cm Polyethylen (links). Aus diesen Spektren wurde die Single Nuclear Recoil Rate im interessanten Energiebereich von 5 - 50 keV ermittelt. Das Energiespektrum zeigt die für Xenon typischen Resonanzen, die bei der Bestrahlung mit monoenergetischen Neutronen auftreten.

Zur Abschätzung des Untergrunds verursacht durch kosmogene Neutronen, wurden monoenergetische 100 MeV Neutronen simuliert und mit dem in [Sel08] berechneten Fluß in der LVD Core Facility von $0,602 \cdot 10^{-9} \frac{n}{s \text{ cm}^2}$ skaliert. Für die kosmogenen Neutronen wurden $6,6 \cdot 10^5$ Jahre Neutronenexposition für jede Schilddicke simuliert. Abbildung 5.6 zeigt die Single Nuclear Recoil Rate gegen die Energie für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 150 cm Polyethylen. Aus beiden Simulationen wurde die Single Nuclear Recoil Rate im interessanten Energiebereich von 5 - 50 keV $_{NR}$ ermittelt. Abbildung 5.7 zeigt die Single Nuclear Recoil Rate von radiogenen und kosmogenen Neutronen gegen die Schilddicke des Polyethylens. Der geforderte Gesamtneutronenfluß von $< 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}$ wird bei einer Polyethylenstärke von 45 cm erreicht. Hier ist zu bemerken, daß die radiogenen Neutronen bei weitem überwiegen. Dies ist auf die sehr konservative Abschätzung des radiogenen Neutronenflusses in der LVD CF aus der 11" NaI-Messung zurückzuführen.

$$\boxed{\text{Optimale Polyethylenabschirmung in der LVD CF : 45 cm}} \quad (5.4)$$

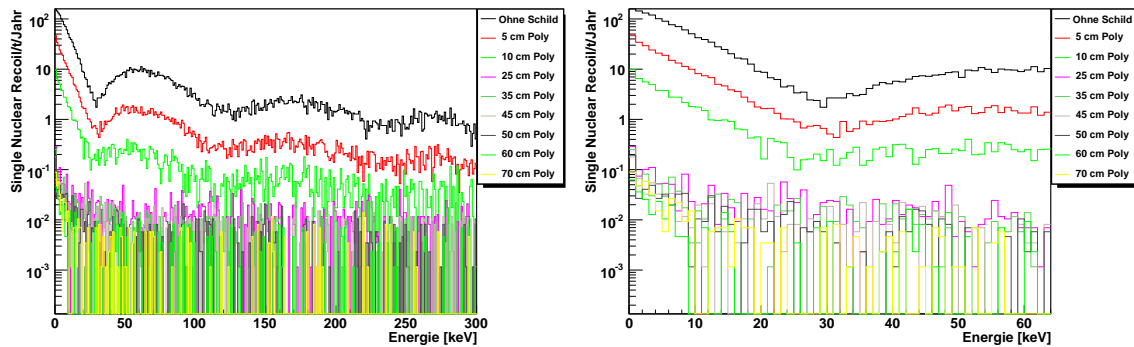


Abbildung 5.5: Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen Neutronen gegen die Energie für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 150 cm Polyethylen. Das Spektrum zeigt die für Xenon typischen Resonanzen.

5.1.2 Wasserschild in Halle B

Für die Halle B wird der Bau eines großen Wasserschildes geplant, um den externen Gamma- und Neutronenfluß abzuschirmen. Der Vorteil in der Verwendung eines Wasserschildes liegt neben geringeren Kosten des eigentlichen Abschirmmaterials darin, daß keine radioaktiven Materialien (wie z.B. Blei) nahe am Detektor selbst

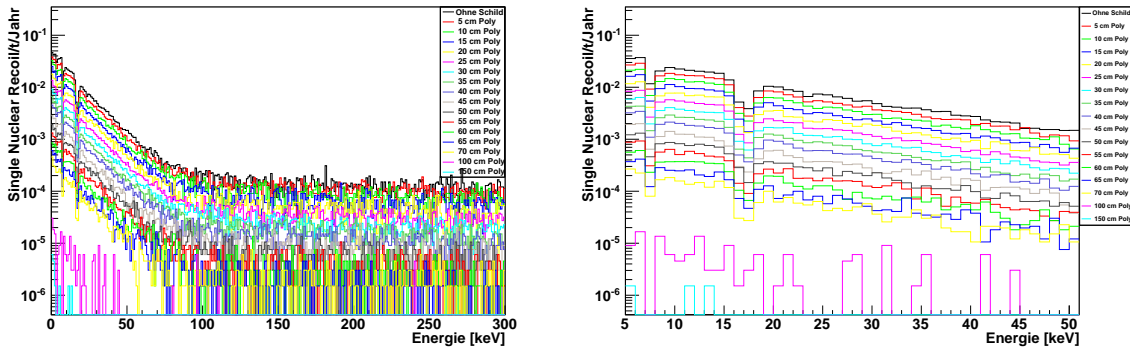


Abbildung 5.6: Single Nuclear Recoil Rate der kosmogenen Neutronen gegen die deponierte Energie für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 150 cm Polyethylen. Die typischen Xenonresonanzen treten auch hier in Form kleiner Dips im Niederenergetischen Bereich des Spektrums auf.

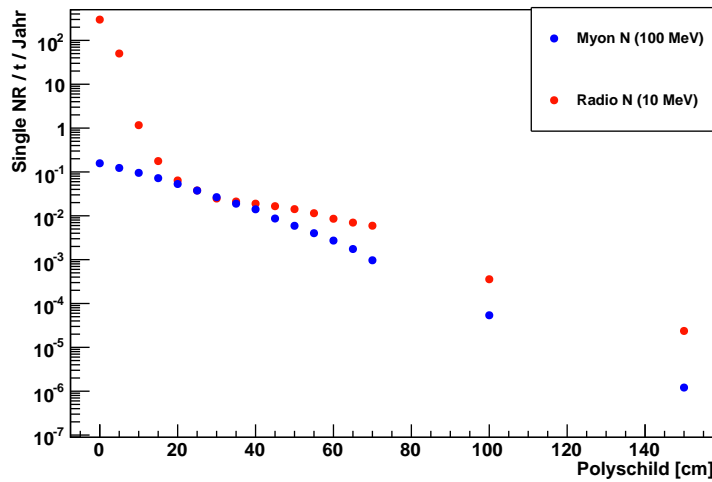


Abbildung 5.7: Polyethylen dicke gegen Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen und kosmischen Neutronen im Sensitiven Volumen ($5 - 50 \text{ keV}_{NR}$) ermittelt mit Hilfe der Blocksimulation für den konventionellen Schild in der LVD Core Facility. Das geforderte Ziel von $r < 0,01$ $\frac{\text{Single Nuclear Recoils}}{t \cdot a}$ wird bei 45 cm Polyethylen erreicht.

verwendet werden, sondern der Detektor nur von ultrareinem Wasser umgeben ist. Zur Abschätzung des benötigten Radius eines Wasserschildes wurden Wasserdicken von 25 - 500 cm in Blöcken simuliert und analog zu Abschnitt 5.1.1 mit monoenergetischer Gamma- bzw. Neutronenstrahlung als konservative Abschätzung beschossen.

Die Ergebnisse werden im Folgenden diskutiert.

Gamma- und Neutronenuntergrund

Da die Vorgehensweise analog zum vorangegangenen Kapitel ist, werden die Eingabeparameter der Gamma- und Neutronensimulation in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Eingabeparameter der Wasserblocksimulationen			
Strahlungsquelle	Energie [MeV]	Fluß [$\frac{1}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$]	Simulationszeit
Gammas	2,6	0.32 ± 0.02	830 Tage
radiogene Neutronen	10	$4,6 \cdot 10^{-6}$	862 Jahre
kosmogene Neutronen	100	$6,41 \cdot 10^{-9}$	$6,6 \cdot 10^5$ Jahre

Tabelle 5.1: Die Eingabeparameter der Wasserblocksimulationen

Abbildung 5.8 zeigt die Single Scatter Rate in drg gegen die Energie in einer Tonne FV für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 400 cm Wasser und Abbildung 5.9 zeigt die daraus ermittelte Single Scatter Rate gegen die Schilddicke des Wassers. Die geforderte Rate von $< 10^{-5} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg}\cdot\text{d}\cdot\text{keV}_{NR}}$ wird bei einer Wasserabschirmung von 300 cm erreicht.

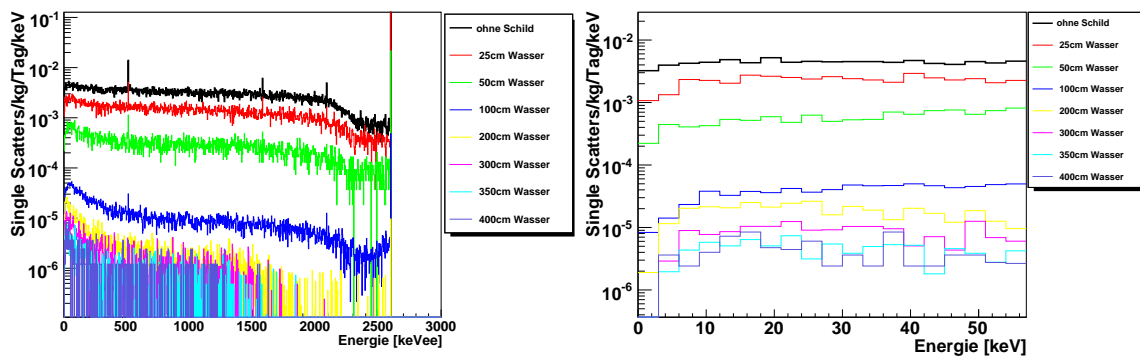


Abbildung 5.8: Gamma Single Scatter Rate in drg gegen die Energie in einer Tonne FV für die unterschiedlichen Wasserabschirmungen bis zu 400 cm. Rechts wurde die Energieskala mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.

Der radiogene Neutronenfluß wurde mit dem in Kapitel 4 ermittelten oberen Grenze für den Neutronenfluß in der Xenon Box skaliert, da davon auszugehen ist, daß der

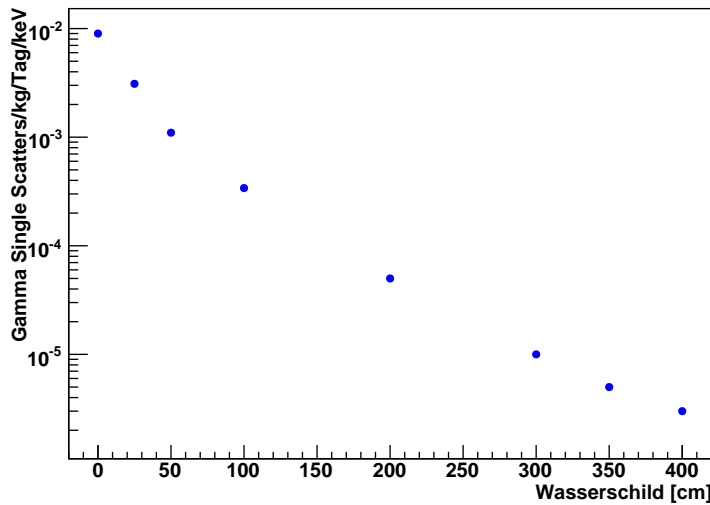


Abbildung 5.9: Schilddicke gegen Gamma Single Scatter Rate im Sensitiven Volumen (5 - 50 keV) ermittelt mit Hilfe der Blocksimulation für den Wasserschild in der Halle B. Die geforderte Rate von $r < 10^{-5}$ wird bei einer Wasserabschirmung von 300 cm erreicht.

Neutronenfluß in den unterschiedlichen Hallen des LNGS nicht zu stark variiert³. Abbildung 5.10 zeigt die Single Nuclear Recoil Rate gegen die Energie für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 400 cm Wasser (links).

Der Fluß der kosmogenen Neutronen wurde mit der in [Tzi09] bestimmten Rate Myonen induzierter Neutronen in der Xenon Box skaliert. Abbildung 5.11 zeigt die Single Nuclear Recoil Rate gegen die Energie für die unterschiedlichen Schilddicken bis zu 400 cm Wasser (rechts).

Das aus diesen Simulationen ermittelte Ergebnis zeigt Abbildung 5.12. Für die niederenergetischeren radiogenen Neutronen würde bereits eine Abschirmung von 200 cm Wasser ausreichen, da der Fluß der Myonen induzierten Neutronen in Halle B aber um einen Faktor 10 größer ist als in der LVD CF, wird zur Abschirmung dieses Untergrunds mehr Material benötigt. Der geforderte Gesamtneutronenfluß von $< 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{\text{t} \cdot \text{a}}$ wird ebenfalls bei einer Wasserabschirmung von 300 cm erreicht. Andere Simulationen empfehlen eine 400 cm Wasserabschirmung [A⁺10] um ganz sicher zu gehen, den Myonen induzierten Untergrund abzuschirmen, da der Fluß der Neutronen mit 100cm mehr Wasser noch stärker unterdrückt wird. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind mit [Sel10] konsistent, daß eine Wasserabschirmung

³Die Zusammensetzung und die Dicke des Betons sowie die Zusammensetzung des Gesteins ist in allen Hallen identisch. In [WJRv04] wurden Simulationen zum Neutronenuntergrund durchgeführt, die diese Abschätzung bestätigen.

von 300 cm als Minimum ausreichen um die geforderte Untergrundrate zu erreichen.

Optimale Wasserabschirmung in der Halle B: 300 cm

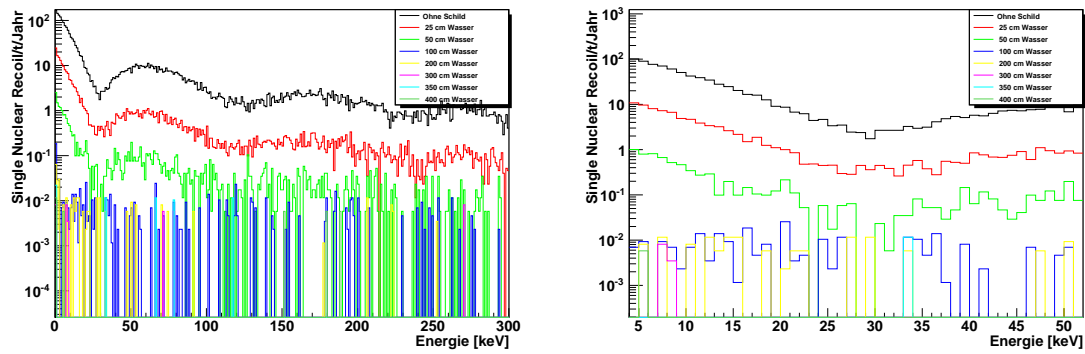
 (5.5)


Abbildung 5.10: Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen Neutronen gegen die Energie für die unterschiedlichen Wasserabschirmungen bis zu 400 cm. Das Spektrum zeigt die für Xenon typischen Resonanzen.

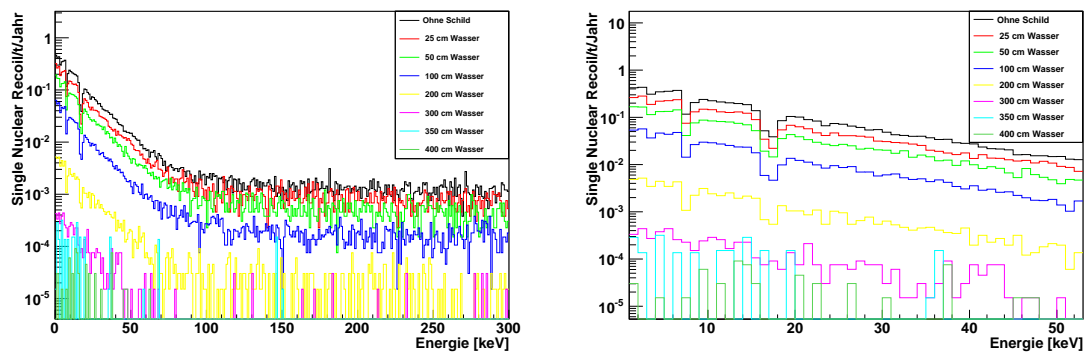


Abbildung 5.11: Single Nuclear Recoil Rate der kosmogenen Neutronen gegen die deponierte Energie für die unterschiedlichen Wasserabschirmungen bis zu 400 cm.

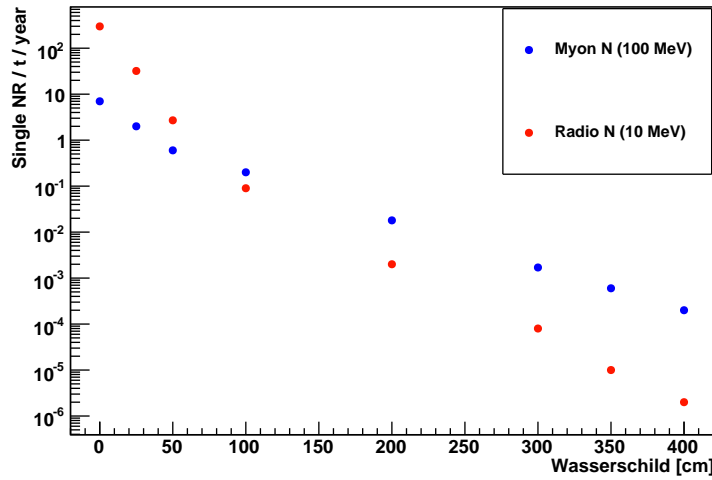


Abbildung 5.12: Schilddicke gegen Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen und kosmischen Neutronen im Sensitiven Volumen (5 - 50 keV) ermittelt mit Hilfe der Blocksimulation für den Wasserschild in Halle B. Die geforderte Rate von $r < 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{\text{t} \cdot \text{Jahr}}$ wird bei einer Wasserabschirmung von 300 cm erreicht.

5.2 Geant4 Geometrie für XENON1T

In dieser Arbeit wird ein XENON1T Detektor mit einem Kryostaten aus Kupfer untersucht. Zur Abschätzung des externen Gamma- und Neutronenuntergrundes wurde eine Geant4 Detektorgeometrie aufgestellt, die die folgenden Materialien beinhaltet:

- Äußerer Kryostat: $\varnothing = 120$ cm, $H = 153$ cm, aus 5 cm dickem Kupfer,
- Vakuum zwischen innerem und äußerem Kryostaten von 5 cm Dicke,
- Innerer Kryostat aus 1 cm dickem Kupfer,
- 2 cm Teflon für die Zeitprojektionskammer,
- 2,4 t flüssiges Xenon mit $H = 90$ cm (Driftlänge) und $\varnothing = 98$ cm,
- 10 cm gasförmiges Xenon über dem flüssigen Xenon.

Abbildung 5.13 zeigt die Geant4 Detektorgeometrie die in allen folgenden Simulationen verwendet wurde.

5.2.1 XENON1T im LVD

Wie in Kapitel 3.5 beschrieben, befindet sich die LVD Core Facility im Herzen des Large Volume Detektors in der Halle A des LNGS. Zur Installation des XENON1T

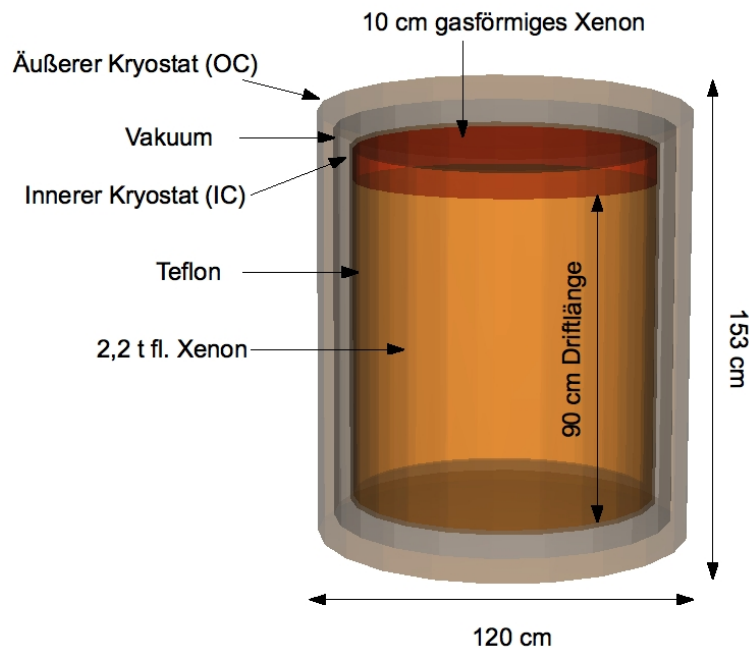


Abbildung 5.13: Geant4 Detektorgeometrie des XENON1T Detektors mit äußerem Kryostaten, innerem Kryostaten, Vakuum, Teflon, flüssigem und gasförmigen Xenon.

Detektors würden die innersten zwei Module entfernt werden, so daß eine $6,2 \text{ (L)} \times 2,2 \text{ (H)} \times 2,5 \text{ (B)} \text{ m}$ große Box für den Detektor zur Verfügung stehen würde. Der XENON1T Detektor selbst ist 153 cm hoch und hat einen Radius von 120 cm, so daß der verfügbare Raum die maximale Schilddicke auf 65 cm beschränkt. In Abschnitt 5.1.1 wurde die optimale Schildkonfiguration für die LVD CF bestimmt. Die zylindrische Abschirmung in der Simulation besteht deswegen aus 8 cm Blei und 45 cm Polyethylen. Abbildung 5.14 zeigt die Geant4 Geometrie des XENON1T in der LVD CF ohne äußeren Schild (links) und mit zylindrischem, konventionellen Schild aus Blei und Polyethylen (rechts).

5.2.2 XENON1T in Halle B

In der Halle B des LNGS Untergrundlabors würde der XENON1T Detektor wahrscheinlich im großzügigen Freiraum zwischen WARP und ICARUS platziert. In der Geant4 Geometrie wurde der umgebende Beton der Halle B mit den Dimensionen der Halle B modelliert. Abbildung 5.15 zeigt die Geant4 Geometrie des XENON1T in der Halle B ohne Wasserabschirmung (links) und mit zylindrischer Wasserabschirmung mit 300 cm Radius (rechts).

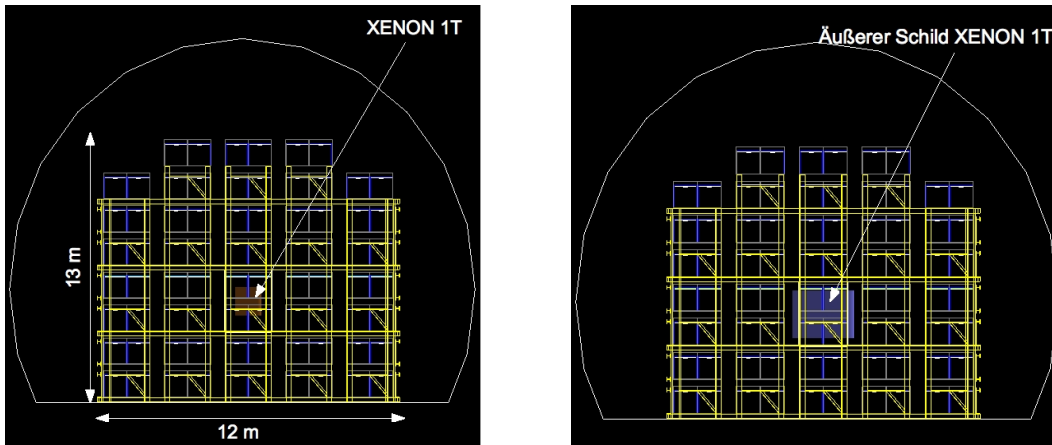


Abbildung 5.14: Geant4 Geometrie für den XENON1T Detektor in der LVD Core Facility.

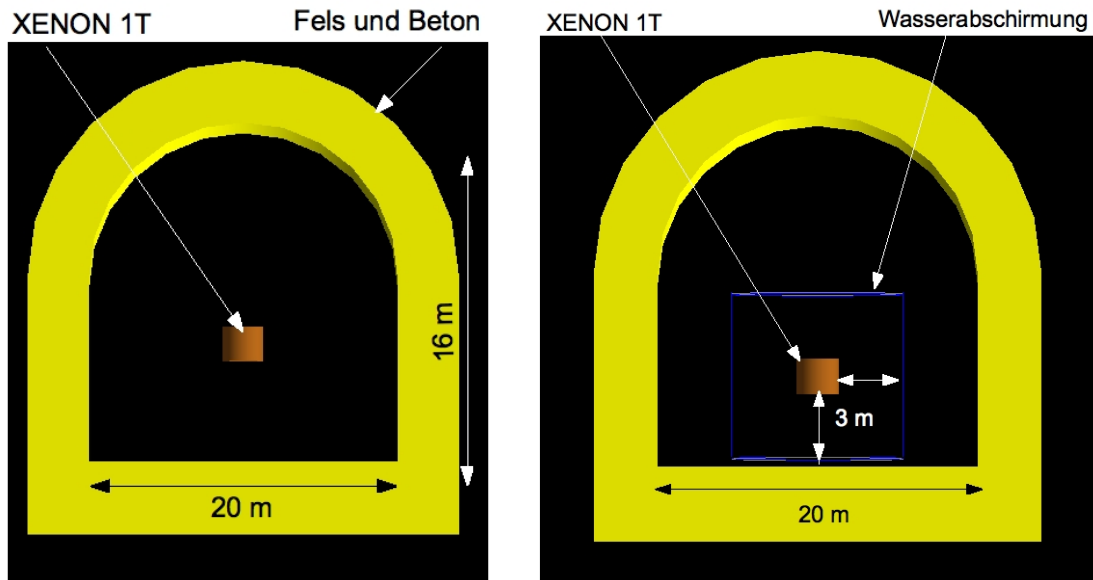


Abbildung 5.15: Geant4 Geometrie für den XENON1T Detektor in der Halle B des LNGS. Links: Der XENON1T Detektor ohne Wasserabschirmung. Rechts: Der XENON1T Detektor in der 300 cm Wasserabschirmung.

5.3 Geant4 Monte Carlo Studie zum Gamma-Untergrund

Der zu erwartende Gamma-Untergrund für den XENON1T Detektor am LNGS wurde separat für die beiden zur Auswahl stehenden Standorte, der LVD CF und der Halle B, mit Monte Carlo Simulationen untersucht. Die Geometrien wurden im

vorherigen Kapitel beschrieben. Es wurde jeweils eine Simulation mit Schild und eine Simulation ohne Schild für den jeweiligen Standort durchgeführt und mit der in Kapitel 4 gemessenen Gamma-Aktivität skaliert.

5.3.1 XENON1T Gamma-Untergrund im LVD

Um den Gamma-Untergrund in der LVD Core Facility für den XENON1T Detektor zu bestimmen wurde die Gammastrahlung der natürlichen Radioaktivität (der Isotope ^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U) ausgehend von den Porta Tanks und der LVD Struktur unter Verwendung des Geant4 „Decay Moduls“ simuliert. Der Gammafluß, verursacht durch die einzelnen Isotope, wurde mit Hilfe der in Tabelle 4.21 zusammengefaßten Aktivitäten für die LVD CF skaliert. Für ^{60}Co wurden 1234 Tage, für ^{40}K 911 Tage, für ^{232}Th 799 Tage und für ^{238}U 835 Tage Gammaexposition simuliert. Die Gesamtmasse der simulierten LVD Struktur beträgt 2896 kg.

Simulation ohne äußeren Schild im LVD

Abbildung 5.16 zeigt die effektive selbstabschirmende Wirkung des flüssigen Xenons in einer x - y -Aufnahme (links) und einer r - z -Aufnahme (rechts) der Wechselwirkungen im sensitiven Volumen. Um auf eine Tonne sensitives Volumen zu schneiden, werden jeweils die äußeren 10 cm in r und z von der Analyse ausgeschnitten.

Das aus der natürlichen Radioaktivität resultierende Energiespektrum zeigt Abbildung 5.17 (links). Der charakteristische Energieverlauf für die einzelnen Isotope ist gut erkennbar. Der Fluß für ^{238}U dominiert um eine ganze Größenordnung über den Fluß der übrigen Isotope. In den weiteren Analysen wird jeweils die Summe aus den Einzelisotopen abgebildet.

Abbildung 5.17 (rechts) zeigt das Energiespektrum nach Ansetzen des 10 cm Schnittes auf 1,1t FV in dem für WIMP-Wechselwirkungen in Frage kommende Energiebereich von 5 - 50 keV_{NR}. Zur Bestimmung der Single Scatter Rate im sensitiven Volumen wird die Rate in diesem Energiebereich bestimmt. Die Single Scatter Rate im XENON1T Detektor ohne äußeren Schild ist für den Gammafluß aus der LVD Struktur (summiert über alle Isotope):

$$\text{Single Scatter Rate in 1,1t FV im LVD ohne Schild: } (1,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} \text{dru} \quad (5.6)$$

Konventioneller Schild im LVD

Die zylindrische Abschirmung für den Standort im LVD besteht für die hier vorgestellte Simulationen aus 8 cm Blei und 45 cm Polyethylen. Das aus der natürlichen Radioaktivität resultierende Energiespektrum zeigt Abbildung 5.18 für das ganze

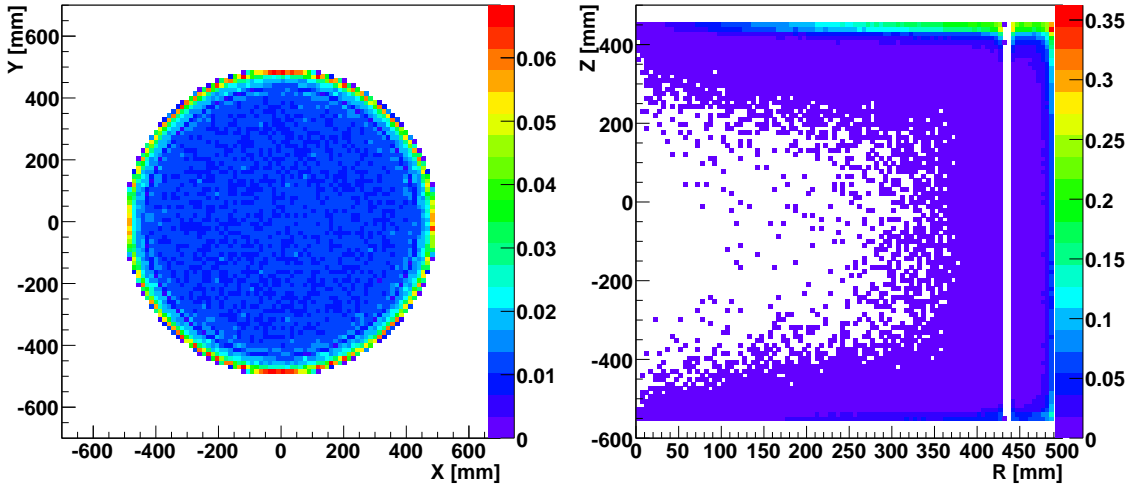


Abbildung 5.16: Gamma Single Scatters in 2,4 t Xenon in der LVD Core Facility: Links: Die x - y -Aufnahme zeigt die effektive Selbstabschirmung des flüssigen Xenons. Rechts: In der r - z -Aufnahme ist dieser Effekt ebenfalls gut erkennbar.

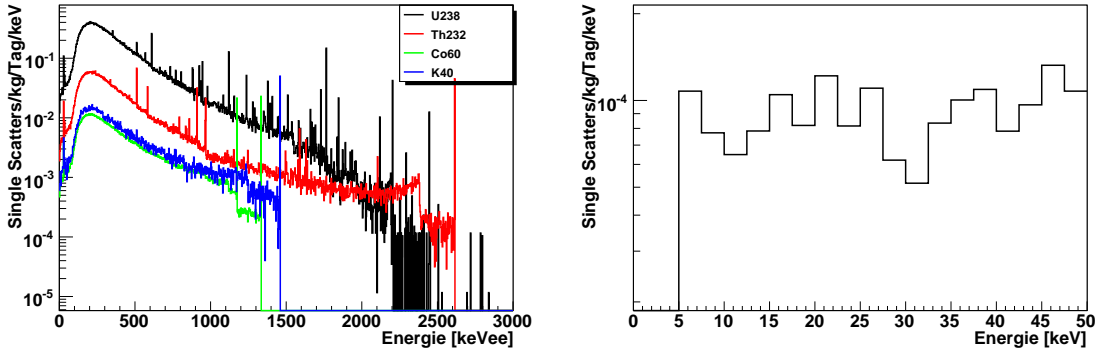


Abbildung 5.17: Links: Energiespektrum der Gamma Single Scatters in 2,4t flüssigem Xenon in der LVD CF. Die Rate resultierend aus dem Uranzerfall dominiert erwartungsgemäß über die restlichen Isotope. Rechts: Gamma Single Scatters Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der LVD CF. Die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.

Energiespektrum (links) und die Single Scatter Rate im WIMP-Fenster (rechts). Das geforderte Ziel von $\sim 10^{-5} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}}$ wird erreicht, so daß der XENON1T Detektor vom Aspekt des externen Gamma-Untergrunds in der LVD CF realisiert

werden könnte. Die Single Scatter Rate im XENON1T Detektor mit der oben beschriebenen Schildkonfiguration ist für den Gammafluß aus der LVD Struktur:

$$\text{Single Scatter Rate in 1,1t FV im LVD mit Schild: } (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \text{dru} \quad (5.7)$$

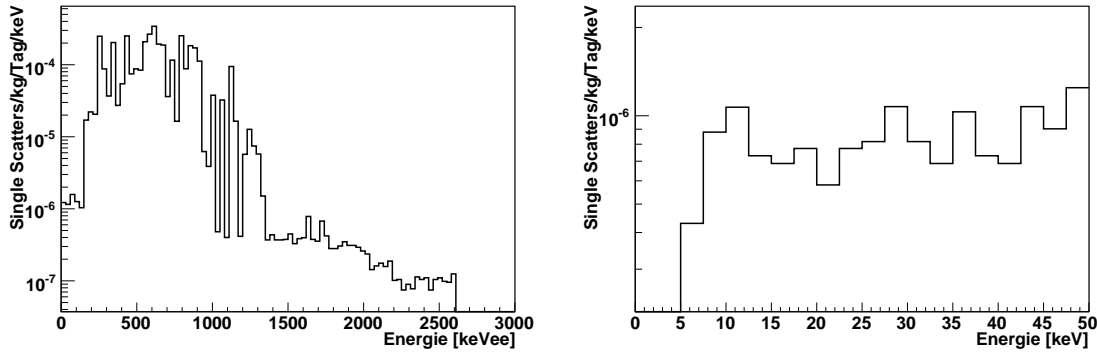


Abbildung 5.18: Links: Energiespektrum der Gamma Single Scatters in 1,1t flüssigem Xenon in der LVD CF mit der Abschirmung aus Blei und Polyethylen. Die Rate ist vor allem im höheren Energiebereich stark reduziert. Rechts: Gamma Single Scatters Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der LVD CF mit konventionellem Schild. Die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.

5.3.2 XENON1T Gamma-Untergrund in Halle B

Um den Gamma-Untergrund in der Halle B des XENON1T Detektors zu bestimmen wurden die natürliche Gammastrahlung der Isotope ^{60}Co , ^{40}K , ^{232}Th und ^{238}U ausgehend vom umgebenden Beton der Halle unter Verwendung des Geant4 Decay Moduls simuliert. Der Gammafluß, verursacht durch die einzelnen Isotope, wurde mit Hilfe der in Tabelle 4.21 zusammengefaßten Aktivitäten für die Halle B skaliert. Für ^{60}Co wurden 1230 Tage, für ^{40}K 1160 Tage, für ^{232}Th 768 Tage und für ^{238}U 830 Tage Gammaexposition simuliert. Die Gesamtmasse des simulierten Betons beträgt 9240 kg.

Simulationen ohne Schild in Halle B

Zunächst wurde der XENON1T Detektor auch in der Halle B ohne äußeren Schild simuliert, um eine Vergleichsmöglichkeit zur LVD CF ohne Schild zu haben und um die zu erwartende Rate bei Testläufen des realen Detektors in der Aufbauphase abschätzen zu können.

Der für WIMP-Wechselwirkungen in Frage kommende Energiebereich von 5 - 50 keV_{NR} ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Single Scatter Rate im XENON1T Detektor ohne äußeren Schild ist für den Gammafluß aus dem Beton in der Halle B:

$$\text{Single Scatter Rate in 1,1t FV in der Halle B ohne Schild: } (5,84 \pm 0,14) \cdot 10^{-3} \text{dru} \quad (5.8)$$

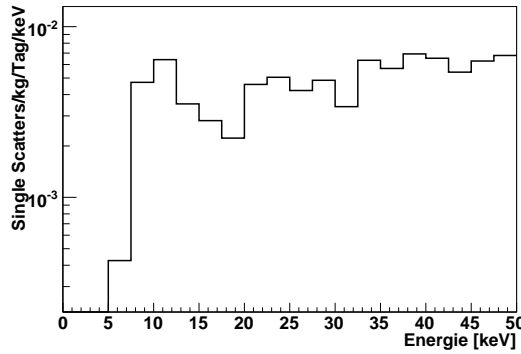


Abbildung 5.19: Gamma Single Scatters Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der Halle B. Die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.

Wasserschild in Halle B

Die mit Hilfe der Blocksimulationen ermittelte, optimale Schildgeometrie für die Wasserabschirmung in Halle B ist ein zylindrischer Wassertank mit 300 cm Radius. Den nach durchqueren dieser Abschirmung übrigbleibenden Gamma-Untergrund zeigt Abbildung 5.20. Durch die stark reduzierte Rate und die effektive Abschirmung durch das umgebende Wasser ist der typische Verlauf der Energiespektren nicht mehr erkennbar. Die Single Scatter Rate im XENON1T Detektor in der Wasserabschirmung in der Halle B ist:

$$\text{Single Scatter Rate in 1,1t FV in der Halle B mit Schild: } (4,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-6} \text{dru} \quad (5.9)$$

Das angestrebte Ziel von $< 10^{-5} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}}$ wird problemlos erreicht. In einer 300 cm dicken Wasserabschirmung kann der XENON1T Detektor vom Gamma-Untergrund ausgehend betrieben werden.

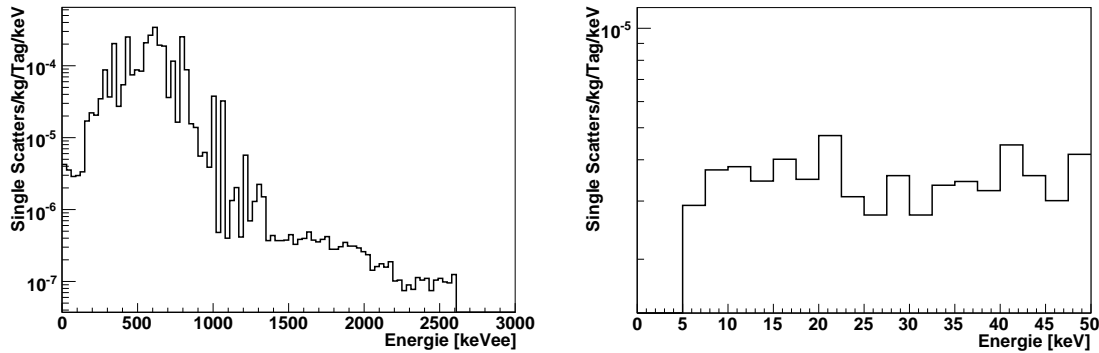


Abbildung 5.20: Links: Energiespektrum der Gamma Single Scatters in 1,1t flüssigem Xenon in der Wasserabschirmung in Halle B. Rechts: Gamma Single Scatters Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der Wasserabschirmung in Halle B. Die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.

5.4 Geant4 Monte Carlo Studie zum Neutronenuntergrund

Der zu erwartende Neutronenuntergrund für den XENON1T Detektor am LNGS wurde separat für die beiden zur Auswahl stehenden Standorte, der LVD CF und der Halle B, mit Monte Carlo Simulationen untersucht. Die Energieverteilung der Neutronen radiogenen Ursprungs wurde mit Simulationen mit Sources [SOU02] ermittelt, den spektralen Verlauf zeigt Abbildung 4.51. Der Fluß wurde mit Hilfe des in Gleichung (4.77) (für die Halle B) und der in Gleichung (4.79) (für die LVD CF) bestimmten oberen Grenze für den Neutronenfluß skaliert. Die Energieverteilung der Neutronen kosmogenen Ursprungs wurde mit einer Simulation mit MUSIC [AGK⁺97] ermittelt, den spektralen Verlauf zeigt Abbildung 4.56. Der Fluß wurde mit Hilfe der in Gleichung (4.81) (für die Halle B) und der in Gleichung (4.82) (für die LVD CF) angegebenen Rate skaliert.

5.4.1 Radiogener Untergrund

Um den Neutronenuntergrund radiogenen Ursprungs für den XENON1T Detektor zu bestimmen wurde der Neutronenfluß ausgehend vom Beton der Halle bzw. von der LVD Struktur ausgehend simuliert. Für den Standort des XENON1T Detektors in der LVD CF wurden 1200 Jahre Neutronenexposition simuliert, für den Standort in der Halle B des LNGS 1130 Jahre.

Simulation ohne äußeren Schild im LVD

Abbildung 5.21 zeigt die effektive selbstabschirmende Wirkung des flüssigen Xenons in einer x - y -Aufnahme (links) und einer r - z -Aufnahme (rechts) der Wechselwirkungen im sensitiven Volumen für Neutronen. Um auf eine Tonne sensitives Volumen zu schneiden, werden jeweils die äußeren 10 cm in r und z von der Analyse ausgeschnitten.

Das aus den radiogenen Neutronen resultierende Energiespektrum zeigt Abbildung 5.22 (links). Das Spektrum zeigt den für Neutronenwechselwirkungen charakteristischen exponentiell abfallenden Verlauf. Der für WIMP-Wechselwirkungen in Frage kommende Energiebereich von 5 - 50 keV_{NR} ist in Abbildung 5.22 (rechts) dargestellt. Zur Bestimmung der Single Nuclear Recoil Rate im sensitiven Volumen wird die Rate in diesem Energiebereich bestimmt. Die Single Nuclear Recoil Rate im XENON1T Detektor ohne äußeren Schild ist für den Neutronenfluß aus spontaner Fission und (α ,n)-Reaktionen in der LVD CF:

$$n_{\text{radiogen}} = (330 \pm 7) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}. \quad (5.10)$$

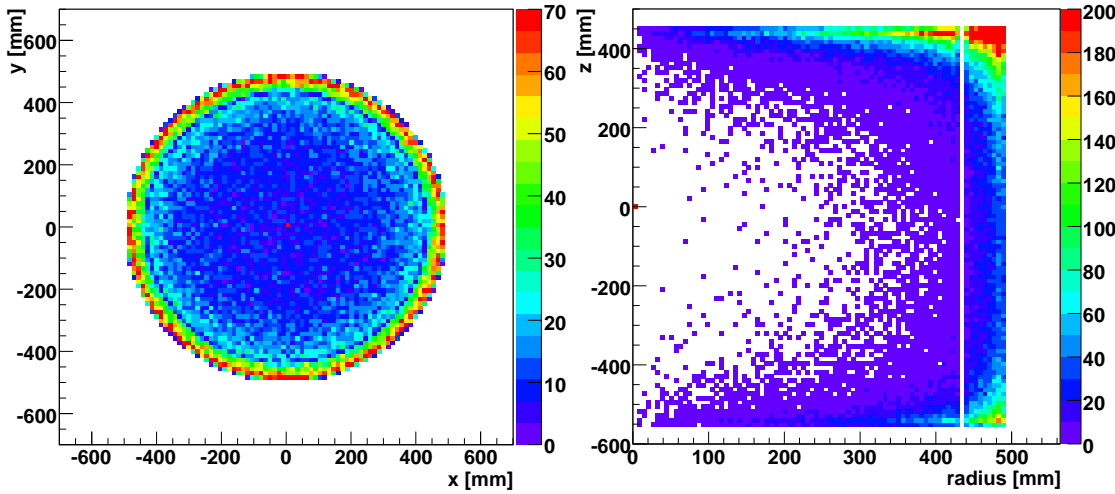


Abbildung 5.21: Single Nuclear Recoil Scatter in 2,4 t Xenon in der LVD Core Facility: Links: Die x - y -Aufnahme zeigt die effektive Selbstabschirmung des flüssigen Xenons für Neutronen. Rechts: In der r - z -Aufnahme ist dieser Effekt ebenfalls gut erkennbar.

Schild im LVD

Die zylindrische Abschirmung für den Standort im LVD besteht für die hier vorgestellte Simulationen aus 8 cm Blei und 45 cm Polyethylen. Das aus den radioge-

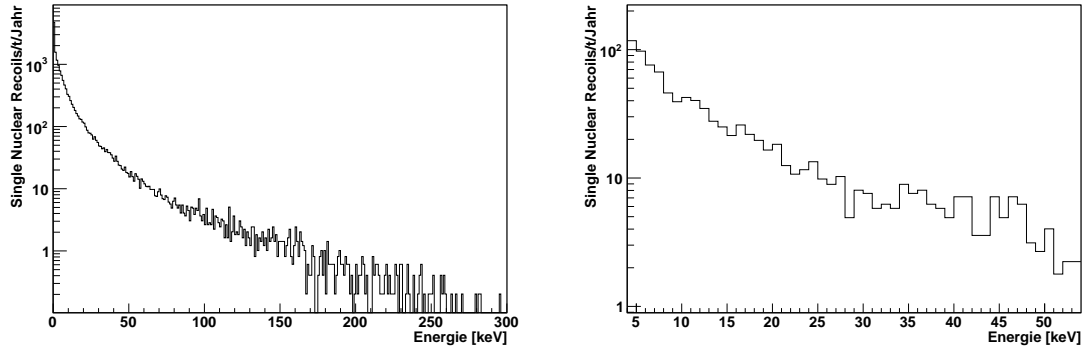


Abbildung 5.22: Links: Energiespektrum der Single Nuclear Recoils radiogener Neutronen in 2,4t flüssigem Xenon in der LVD CF. Rechts: Single Nuclear Recoil Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der LVD CF.

nen Neutronen resultierende Energiespektrum zeigt Abbildung 5.23 für das ganze Energiespektrum (links) und die Single Scatter Rate im WIMP-Fenster (rechts). Die Single Nuclear Recoil Rate im XENON1T Detektor mit der oben beschriebenen Schildkonfiguration ist für den Neutronenfluß radiogenen Ursprungs in der LVD CF:

$$n_{\text{radiogen,Schild}} = (0,007 \pm 0,001) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}. \quad (5.11)$$

Basierend auf dem Untergrund von radiogenen Neutronen kann die LVD CF als Standort für den XENON1T Detektor empfohlen werden, wobei zu beachten ist, daß die Skalierung des Flußes auf Basis eines extrem konservativen Upper Limits durch die NaI-Neutronenmessungen erfolgte und der wahre Neutronenfluß mit Sicherheit unter dieser Rate liegen wird.

Simulationen ohne Schild in Halle B

Der Fluß der radiogenen Neutronen wurde für die Halle B des LNGS ausgehend vom umgebenden Beton der Halle untersucht. Abbildung 5.24 zeigt das ganze Energiespektrum (links) und die Single Scatter Rate im WIMP-Fenster (rechts). Die Single Nuclear Recoil Rate im XENON1T Detektor ist für den Neutronenfluß radiogenen Ursprungs in der Halle B ohne Wasserabschirmung:

$$n_{\text{radiogen}} = (368 \pm 6) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}. \quad (5.12)$$

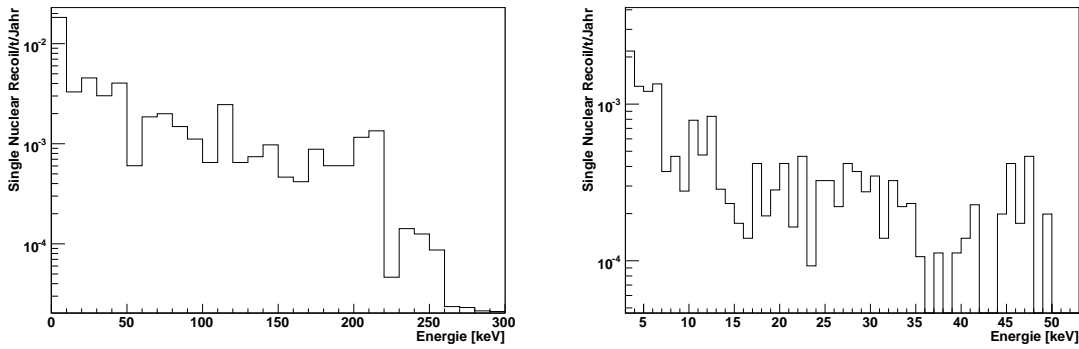


Abbildung 5.23: Links: Das gesamte Energiespektrum der Single Nuclear Recoils radiogener Neutronen in 1,1t flüssigem Xenon in der LVD CF mit Polyethylenabschirmung. Rechts: Single Nuclear Recoil Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der LVD CF mit Polyethylenabschirmung..

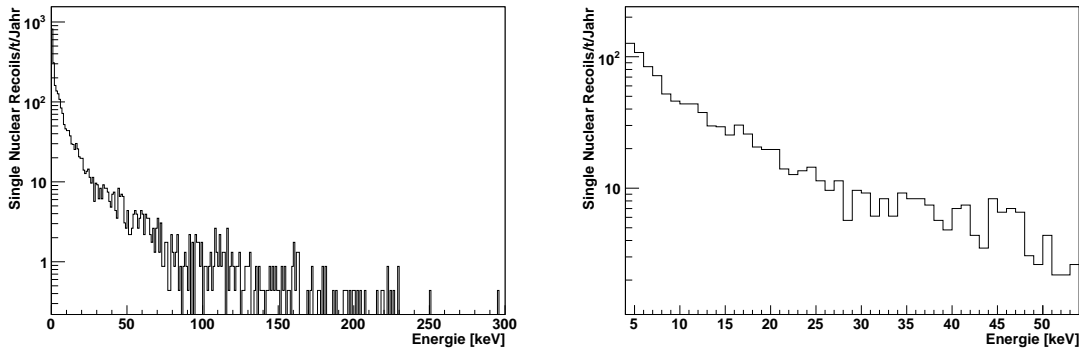


Abbildung 5.24: Links: Energiespektrum der Single Nuclear Recoils radiogener Neutronen in 1,1t flüssigem Xenon in Halle B. Rechts: Single Nuclear Recoil Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in Halle B.

Wasserschild in Halle B

Die mit Hilfe der Blocksimulationen ermittelte, optimale Schildgeometrie für die Wasserabschirmung in Halle B ist ein zylindrischer Wassertank mit 300 cm Radius. Nach dem Durchqueren dieser Abschirmung bleibt kein detektierbarer Neutronen-Untergrund aus radiogenen Neutronen übrig. Es kann ein Poisson Upper Limit angegeben werden.

Single Nuclear Recoil Rate in 1,1t FV in der 300 cm Wasserabschirmung:

$$n_{\text{radiogen}} < 0,002 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a} \quad (5.13)$$

mit einem Confidence Limit von 90%. Wie aus den Blocksimulationen erwartet ist diese Quelle des Neutronenuntergrunds bei einer großen Wasserabschirmung komplett vernachlässigbar.

Auf Grundlage der radiogenen Neutronen wird das geforderte Ziel von $< 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}$ erreicht.

5.4.2 Kosmogener Untergrund

Um den Neutronenuntergrund induziert durch kosmische Myonen für den XENON1T Detektors zu bestimmen, wurde der Neutronenfluß ausgehend vom Beton der jeweiligen Halle für jeden Standort simuliert. Für den Standort des XENON1T Detektors in der LVD CF wurden 960 Jahre Neutronenexposition simuliert, für den Standort in der Halle B des LNGS 830 Jahre.

Simulation ohne äußeren Schild im LVD

Wie in Kapitel 4 erläutert bietet der LVD Detektor einen starken, passiven Schild gegen Myonen induzierte Neutronen, der den Fluß im Vergleich zum übrigen LNGS Untergrundlabor um einen Faktor 10 reduziert. Das aus den Myonen induzierten Neutronen resultierende Energiespektrum zeigt Abbildung 5.25 (links). Das Spektrum zeigt den für Neutronenwechselwirkungen charakteristischen exponentiell abfallenden Verlauf. Der für WIMP-Wechselwirkungen in Frage kommende Energiebereich von 5 - 50 keV_{NR} ist in Abbildung 5.25 (rechts) dargestellt. Zur Bestimmung der Single Nuclear Recoil Rate im sensitiven Volumen wird die Rate in diesem Energiebereich bestimmt. Die Single Nuclear Recoil Rate im XENON1T Detektor ohne äußeren Schild ist für den Neutronenfluß kosmogenen Ursprungs in der LVD CF:

$$n_{\text{kosmogen}} = (0,20 \pm 0,01) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a} \quad (5.14)$$

Schild im LVD

Mit Hilfe des in die LVD CF passenden Schildes kann der kosmogene Neutronenfluß noch weiter reduziert werden. Abbildung 5.26 zeigt das Spektrum der kosmogenen Neutronen nach dem Durchqueren der 45 cm Polyethylen-Abschirmung. Die Single

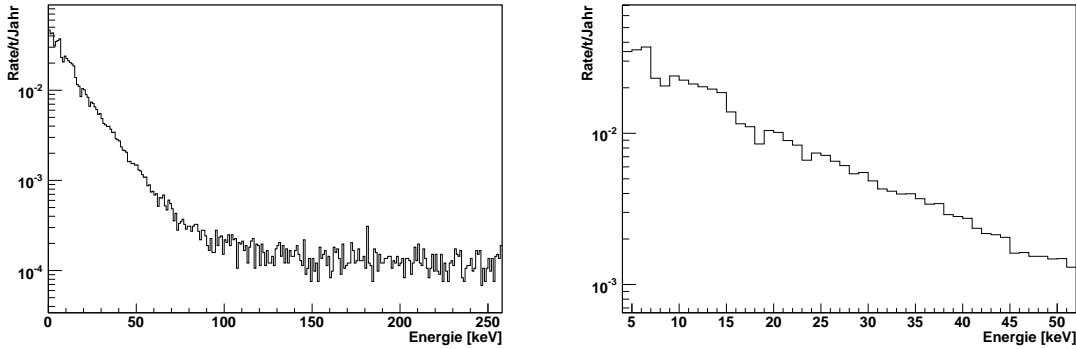


Abbildung 5.25: Links: Energiespektrum der Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t flüssigem Xenon in der LVD CF. Rechts: Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der LVD CF.

Nuclear Recoil Rate im XENON1T Detektor mit 45 cm Abschirmung ist für den Neutronenfluß kosmogenen Ursprungs in der LVD CF:

$$n_{\text{kosmogen,Schild}} = (0,009 \pm 0,0008) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a} \quad (5.15)$$

Die Gesamtneutronenrate beträgt $(0,016 \pm 0,002) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot \text{Jahr}}$ und liegt nicht exakt unter der geforderten Rate von $< 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}$. Der externe Neutronenuntergrund liegt trotzdem fast eine Größenordnung unter dem eigentlichen Ziel von XENON1T von $< 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}$ und unter Berücksichtigung des extrem konservativen Upper Limits zur Skalierung des Flusses der radiogenen Neutronen wird die tatsächliche Rate diese Prognose mit Sicherheit unterbieten. Der Standort LVD CF kann mit dem vorgeschlagenen Schild realisiert werden.

Simulationen ohne Schild in Halle B

Der Fluß der kosmogenen Neutronen wurde für die Halle B des LNGS ausgehend vom umgebenden Beton der Halle untersucht. Um eine ausreichende Statistik für die Analyse zu haben, wurden 137 Jahre Neutronenexposition simuliert. Das aus den kosmogenen Neutronen resultierende Energiespektrum zeigt Abbildung 5.27 für das ganze Energiespektrum (links) und die Single Scatter Rate im WIMP-Fenster (rechts). Die Single Nuclear Recoil Rate im XENON1T Detektor ist für den Neutronenfluß kosmogenen Ursprungs in der Halle B ohne Wasserabschirmung:

$$n_{\text{kosmogen}} = (1,58 \pm 0,02) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a} \quad (5.16)$$

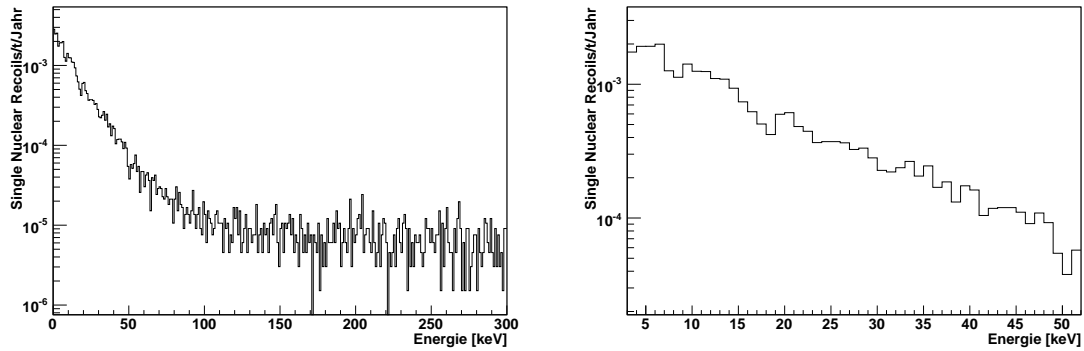


Abbildung 5.26: Links: Energiespektrum der Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t flüssigem Xenon in der LVD CF mit 45 cm Polyethylenabschirmung. Rechts: Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in der LVD CF mit 45cm Polyethylenabschirmung.

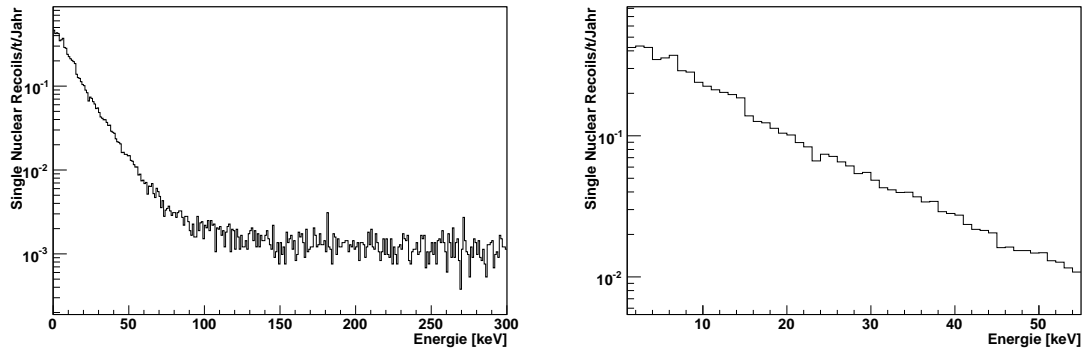


Abbildung 5.27: Links: Energiespektrum der Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t flüssigem Xenon in Halle B. Rechts: Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in Halle B.

Wasserschild in Halle B

Nach dem Durchqueren der 300 cm Wasserabschirmung bleibt für die Myonen induzierten Neutronen aufgrund ihrer hohen Energie eine meßbare Rate detektierbar. Den übriggebliebenen Neutroneuntergrund zeigt Abbildung 5.28. Durch die stark reduzierte Rate und die effektive Abschirmung durch das umgebende Wasser ist der typische Verlauf des Energiespektrums nicht mehr erkennbar. Die Single Scatter

Rate im XENON1T Detektor in der Wasserabschirmung in der Halle B ist:

$$n_{\text{kosmogen}} = (0,002 \pm 0,0002) \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a} \quad (5.17)$$

Das angestrebte Ziel von $< 0,01 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a}$ aus kosmogenen und radiogenen neutronen zusammen wird problemlos erreicht. In einer 300 cm dicken Wasserabschirmung kann der XENON1T Detektor vom Neutronenuntergrund ausgehend betrieben werden.

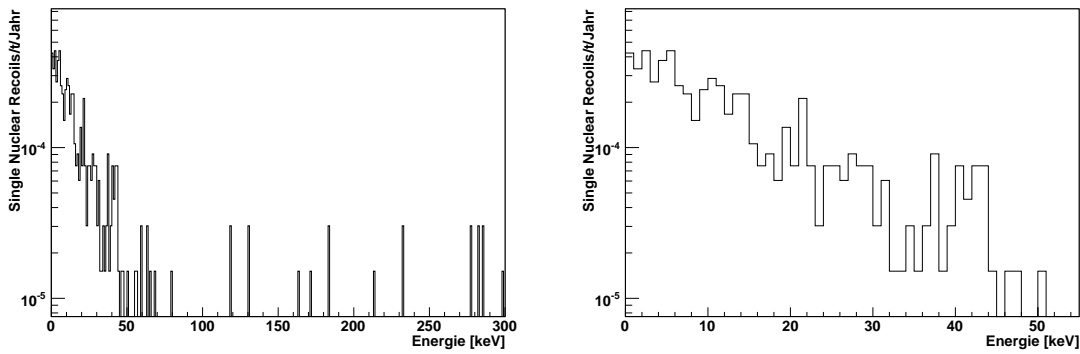


Abbildung 5.28: Links: Energiespektrum der Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t flüssigem Xenon in Halle B mit 300 cm Wasserabschirmung. Rechts: Single Nuclear Recoils der kosmogenen Neutronen in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV_{NR} in Halle B mit 300cm Wasserabschirmung.

5.5 Zusammenfassung zum erwarteten externen Untergrund für XENON1T

Gamma-Untergrund

Der für den XENON1T Detektor erwartete externe Gamma-Untergrund am LNGS wurde mit Monte Carlo Simulationen untersucht. Für jede der beiden möglichen Positionen am LNGS, der LVD CF und Halle B, wurde eine Schildgeometrie entworfen. Der XENON1T-Detektor wurde in dieser Abschirmung simuliert und eine Abschätzung für die zu erwartende Rate bestimmt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Gamma-Untergrund für XENON1T am LNGS		
Position	Abschirmung	Single Scatter Rate [dru]*
LVD CF	8 cm Blei	$(1,1 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$
Halle B	300 cm Wasser	$(4,2 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.2: Gamma-Untergrund für XENON1T am LNGS in 1,1t sensitiven Volumen. * In der für WIMP-Wechselwirkungen sensitiven Energieregion 5 - 50 keV_{NR}

Neutroneuntergrund

Der für den XENON1T Detektor erwartete externe Neutronenuntergrund am LNGS wurde für radiogene und kosmogene Neutronen mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen untersucht. Für jede der beiden möglichen Positionen am LNGS, der LVD CF und Halle B, wurde eine Schildgeometrie entworfen. Der XENON1T-Detektor wurde in dieser Abschirmung simuliert und eine Abschätzung für die zu erwartende Rate bestimmt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

Das Ziel für XENON1T ist, eine Sensitivität von

$$\sigma^{SI} \sim 5 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$$

zu erreichen. Um dieses Ziel zu realisieren muß das Untergrundniveau

$$< 10^{-4} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{d} \cdot \text{keV}_{NR}} \text{ für Gammaereignisse}$$

und

$$< 0,1 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{\text{t} \cdot \text{a}} \text{ für Neutronenereignisse}$$

Neutronenuntergrund für XENON1T am LNGS		
Position	Abschirmung	Single Nuclear Recoil Rate [$\frac{SNR}{t \cdot a}$]*
Radiogener Neutronenuntergrund		
LVD CF	45 cm Polyethylen	$0,007 \pm 0.001$
Halle B	300 cm Wasser	$< 0,002$
Kosmogener Neutronenuntergrund		
LVD CF	45 cm Polyethylen	$0,009 \pm 0.0008$
Halle B	300 cm Wasser	$0,002 \pm 0.0002$
Gesamt-Neutronenuntergrund		
LVD CF	45 cm Polyethylen	$0,016 \pm 0.002$
Halle B	300 cm Wasser	$< 0,004$

Tabelle 5.3: Neutronenuntergrund für XENON1T am LNGS in 1,1t sensitiven Volumen. * In der für WIMP-Wechselwirkungen sensitiven Energieregion 5 - 50 keV_{NR}

betragen. Der Untergrund von externen Quellen kann im sensitiven Volumen mit den bestimmten Abschirmungskonfigurationen um mehr als eine Größenordnung unter das geforderte Untergrundniveau für XENON1T reduziert werden. Der externe Untergrund ist dann gegenüber dem von den Detektormaterialien zu erwartenden Untergrund vernachlässigbar. XENON1T kann an beiden Positionen am LNGS, der LVD CF und der Halle B, realisiert werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Gamma- und Neutronenflüsse an verschiedenen Positionen im LNGS Untergrundlabor gemessen.

Der Gamma-Untergrund am LNGS wurde an verschiedenen Orten mit einem 3“ NaI-Detektor gemessen. In Tabelle 6.1 sind die mit Hilfe des 3“ NaI Detektors bestimmten Gamma-Aktivitäten für alle Meßpositionen am LNGS zusammengefaßt. Alle Aktivitäten wurden mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen bestimmt, wobei jeweils eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation erzielt wurde. Der

Gamma-Aktivitäten bestimmt mit dem 3“ NaI Detektor					
Ort	^{238}U	^{232}Th	^{40}K	^{60}Co	Integraler Fluß $\frac{1}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$
Halle A	$11,7 \pm 3,9$	$14,8 \pm 2,8$	62 ± 14	$<0,9$	0.27 ± 0.01
Halle B	$19,6 \pm 4,9$	$13,2 \pm 2,7$	52 ± 10	$<0,9$	0.32 ± 0.02
Xenon Box	$37,8 \pm 7,3$	$10,9 \pm 2,8$	206 ± 37	$<0,9$	0.41 ± 0.04
LVD	$1,2 \pm 0,4$	$0,34 \pm 0,07$	$1,04 \pm 0,32$	$<0,05$	0.005 ± 0.001

Tabelle 6.1: Gamma-Aktivitäten am LNGS in [Bq/kg]

Vergleich der hier bestimmten Gamma-Aktivitäten mit den wenigen publizierten Werten ergibt eine zufriedenstellende Übereinstimmung innerhalb der systematischen Fehler.

Der radiogene Neutronenfluß am LNGS wurde mit Hilfe eines 11“ NaI Detektors untersucht. Für die Xenon Box wurde ein Intervall für den Fluß bestimmt und für die LVD Core Facility eine sehr konservative obere Grenze. Für die Xenon Box erhält man ein Intervall von

$$1,5 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s}\cdot\text{cm}^2} < n_{\text{Xenon Box}} < 4,6 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$$

und für die LVD CF eine obere Grenze von

$$n_{\text{LVD}} < 3,9 \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s cm}^2}$$

Die ermittelten Intervalle liegen im Bereich der in der Literatur vorhandenen Messung des Flüsse in der Halle A des LNGS von $n_{\text{HalleA}} = (3,81 \pm 0,11) \cdot 10^{-6} \frac{n}{\text{s cm}^2}$ [WJRv04] bzw. der Abschätzung für den in der LVD CF zu erwartenden radiogenen Neutronenfluß.

Mit Hilfe der gemessenen Gamma- und Neutronenflüsse wurden Monte Carlo Vorhersagen zu dem erwarteten Untergrund in XENON1T gemacht.

Der für den XENON1T Detektor erwartete externe Gamma-Untergrund am LNGS wurde mit Monte Carlo Simulationen untersucht und für jede der beiden möglichen Positionen am LNGS, der LVD CF und Halle B, wurde eine Schildgeometrie entworfen. Der XENON1T Detektor wurde in dieser Abschirmung simuliert und eine Abschätzung für die zu erwartende Rate bestimmt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Der für den XENON1T Detektor erwartete externe Neutronenuntergrund am LNGS

Gamma-Untergrund für XENON1T am LNGS		
Position	Abschirmung	Single Scatter Rate [dru]*
LVD CF	8 cm Blei	$(1,1 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$
Halle B	300 cm Wasser	$(4,2 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$

Tabelle 6.2: Gamma-Untergrund für XENON1T am LNGS in 1,1 t sensitiven Volumen. * In der für WIMP-Wechselwirkungen sensitiven Energieregion 5 - 50 keV_{NR}

wurde für radiogene und kosmogene Neutronen mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen untersucht. Für jede der beiden möglichen Positionen am LNGS, der LVD CF und Halle B, wurde eine Schildgeometrie entworfen. Der XENON1T Detektor wurde in dieser Abschirmung simuliert und eine Abschätzung für die zu erwartende Rate bestimmt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Das Ziel für XENON1T ist, eine Sensitivität von

$$\sigma^{SI} \sim 5 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$$

zu erreichen. Um dieses Ziel zu realisieren muß das Untergrundniveau

$$< 10^{-4} \frac{\text{Single Scatters}}{\text{kg} \cdot \text{s} \cdot \text{keV}_{NR}} \text{ für Gammaereignisse}$$

Neutronenuntergrund für XENON1T am LNGS		
Position	Abschirmung	Single Nuclear Recoil Rate [$\frac{SNR}{t \cdot a}$]*
Radiogener Neutronenuntergrund		
LVD CF	45 cm Polyethylen	$0,007 \pm 0.001$
Halle B	300 cm Wasser	$< 0,002$
Kosmogener Neutronenuntergrund		
LVD CF	45 cm Polyethylen	$0,009 \pm 0.0008$
Halle B	300 cm Wasser	$0,002 \pm 0.0002$
Gesamt-Neutronenuntergrund		
LVD CF	45 cm Polyethylen	$0,016 \pm 0.002$
Halle B	300 cm Wasser	$< 0,004$

Tabelle 6.3: Neutronenuntergrund für XENON1T am LNGS in 1,1 t sensitiven Volumen. * In der für WIMP-Wechselwirkungen sensitiven Energieregion 5 - 50 keV_{NR}

und

$$< 0,1 \frac{\text{Single Nuclear Recoil}}{t \cdot a} \text{ für Neutronenereignisse}$$

betragen.

Der Untergrund von externen Quellen kann im sensitiven Volumen mit den bestimmten Abschirmungskonfigurationen um mehr als eine Größenordnung unter das geforderte Untergrundniveau für XENON1T reduziert werden. Der externe Untergrund ist dann gegenüber dem von den Detektormaterialien zu erwartenden Untergrund vernachlässigbar. XENON1T kann an beiden Positionen am LNGS, der LVD CF und der Halle B, realisiert werden.

Danksagung

Forschung ist nichts für Einzelkämpfer und eine Doktorarbeit in der experimentellen Physik wäre ohne die Zusammenarbeit und die Unterstützung vieler anderer nicht möglich. An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- An erster Stelle möchte ich Prof. Dr. Laura Baudis für die Aufnahme in ihre Forschungsgruppe und die Betreuung meiner Doktorarbeit danken.
- Der VolkswagenStiftung möchte ich an dieser Stelle ganz herzlich für die Ermöglichung der vorliegenden Doktorarbeit danken.
- Ein ganz besonderer Dank gilt Tobias Bruch, der mir während der ganzen Zeit meiner Promotion mit Rat und Tat zur Seite stand und nicht selten eine Lösung für die unmöglichsten Dinge gefunden hat. Vielen Dank, daß Du Dir immer Zeit für mich genommen hast und für mich da warst!
- Der gesamten Arbeitsgruppe von Laura Baudis in Zürich möchte ich für Ihre Hilfe danken: Sebastian Arrenberg, Ali Askin, Annika Behrens, Francis Froburg, Alexander Kish, Michal Tarka, Dr. Eirini Tziaferi und Dr. Roberto Santorelli. Besonderer Dank gilt Dr. Alfredo D. Ferella für seine Unterstützung am LNGS. Dr. Aaron Manalaysay möchte ich für die Einführung in die XENON Analyse danken. Bei Dr. Teresa Marrodan Undagoitia möchte ich mich für die Hilfe in vielen wissenschaftlichen und persönlichen Dingen bedanken. Teresa, Du bist eine tolle Betreuerin mit Herz **und** Verstand. Last but not least bedanke ich mich bei Dr. Marc Schumann für seine Hilfe beim Korrekturlesen dieser Arbeit und seine hervorragenden Hilfestellungen.
- In letzter Minute und eigentlich immer für mich da, wenn es darauf ankommt, ist mein bester Freund Felix Groitl. Vielen lieben Dank für Deine Korrekturen und dafür daß Du mich mit Deiner frechen Klappe immer wieder vor einem Nervenzusammenbruch bewahrt hast!
- Bei Dr. Emilija Pantic möchte ich für viele nette Gespräche und ihre Hilfe beim Erstellen einer Gliederung für meine Arbeit bedanken.
- Dr. Francesco Arneodo und Serena Fattori danke ich für ihre Unterstützung am LNGS und ihre freundschaftlich liebe Art, die das Leben am LNGS sehr viel schöner gemacht haben.
- Desweiteren möchte ich meine Diplom- bzw. Bachelorstudenten nicht unerwähnt lassen. Martin Bissok, Stephan Schulte und Yiea-Funk Te. Die Zeit mit Euch hat sehr viel Spaß gemacht!
- Dr. Masaki Yamashita möchte ich für seine überaus freundliche und zuverlässige Hilfe zu Beginn meiner Promotion danken.

- Ein ganz besonderer Dank gilt Dr. Andries van der Schaaf für die zur Verfügungstellung des 11“ NaI-Detektors und hilfreiche Diskussionen zum optimalen Betrieb desselben.
- Dr. Willi Bertl möchte ich für seine freundliche Hilfe am PSI danken.
- Meinen Eltern möchte ich für ihre seelische Unterstützung während meiner Promotion danken.
- Zu guter letzt möchte ich meinem Freund Peter Mehlkopf danken. Zum einen dafür, daß er mir die vielen Dienstreisen während der Promotion ermöglicht hat, in dem er sich unermüdlich und immer wieder um meinen Kleintierzoo gekümmert hat, und zum anderen dafür, daß er immer an mich geglaubt hat, auch dann, wenn ich es selber nicht mehr getan habe. Danke, daß Du in dieser nicht immer leichten Zeit an meiner Seite warst!

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Rotationskurve von Galaxie NGC 6503	5
2.2	Der Gravitationslinseneffekt und der Bullet Cluster	7
3.1	Das Verhältnis von S2/S1 am Beispiel von Neutronen- und Gamma- rohrdaten	18
3.2	Schematische Ansicht des XENON10 Detektors	19
3.3	WIMP Daten von XENON10	20
3.4	Schematische Ansicht des XENON100 Detektors	22
3.5	Links: Der LVD Detektor in der Halle A des LNGS. Rechts: Ein Foto eines Porta Tanks mit den darauf angebrachten PMTs.	24
3.6	Allgemeine Ansicht des LVD Detektors	25
3.7	Lage der LVF Core Facility (rot) in der schematischen Ansicht des Large Volume Detektors [AF09].	26
3.8	3 dimensionale Ansicht eines möglichen Aufbaus von XENON1T in der Halle B [A ⁺ 10].	27
3.9	Schematische Zeichnung des XENON1T Detektordesigns [A ⁺ 10].	29
3.10	QUPID	30
3.11	Die Ausschlußkurve der aktuellen durch XENON10 und CDMS ge- setzten Grenzen, sowie die projizierten Kurven für XENON100 und XENON1T.	30
3.12	Myonenenergie gegen die Tiefe der Laboratorien	34
3.13	Der Absorptionskoeffizient von Blei	35
3.14	3-Dimensionale Ansicht des XENON1T im Inneren der Wasserab- schirmung	38
4.1	Gebräuchliche Alpha-Strahlungsquellen	43
4.2	Zerfallsschema von Thorium232	44
4.3	Zerfallsschema von Uran238	45
4.4	Schematische Darstellung von Beta-Energiespektren [Sto05]	46
4.5	Zerfallsschemata von ⁶⁰ Co, ⁵⁷ Co, ¹³⁷ Cs und ²² Na	48
4.6	Relativer Einfluss der drei Hauptwechselwirkungen von Gammastrah- lung für unterschiedliche Absorbermaterialien und Gamma-Energien [Kno99]	49
4.7	Photoabsorbtion	50
4.8	Full Energy Peak bei Photoabsorption in einem idealen Detektor [Kno99].	50

4.9	Compton Wechselwirkung	51
4.10	Compton Spektrum	52
4.11	Wechselwirkungsprozesse in Szintillationsdetektoren mittlerer Größe [Kno99]	54
4.12	Energiespektren in Szintillationsdetektoren mittlerer Größe	54
4.13	Schematischer Aufbau eines NaI-Szintillationsdetektors [Te08]	55
4.14	Der für alle Gammamessungen verwendete 3“ NaI Detektor.	56
4.15	Gammaspektren von Kalibrationsquellen	58
4.16	Die Energie-Kalibrierung des NaI-Detektors [Te08].	59
4.17	Bestimmung von FWHM	60
4.18	Geometrie Quelle Detektor zur Bestimmung der intrinsischen Effizienz [Kno99].	61
4.19	Intrinsische Effizienz in Abhängigkeit von der Gamma-Energie	63
4.20	Der Intrinsische Untergrund des 3“ NaI	64
4.21	Geant4 Detektorgeometrie des 3“ NaI Detektors im Bleischild	66
4.22	Intrinsischer Untergrund des 3“ NaI, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum	66
4.23	Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors	68
4.24	Gamma Spektren der Halle A, Halle B, Xenon Box und der LVD Core Facility im Gran Sasso Untergrundlabor	69
4.25	Standort des 3“ NaI-Detektors während der Messung in Halle A im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors	69
4.26	Gammaspektrum der Halle A, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summen- spektrum	70
4.27	Standort des 3“ NaI-Detektors während der Messung in Halle B im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors	72
4.28	Gammaspektrum der Halle B, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summen- spektrum	73
4.29	Standort des 3“ NaI-Detektors während der Messung in der Xenon Box im Übersichtsplan des Gran Sasso Untergrundlabors	73
4.30	Geant4 Detektorgeometrie des 3“ NaI Detektors in der Xenon Box	74
4.31	Gammaspektrum der Xenon Box, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum	75
4.32	Standort des 3“ NaI-Detektors während der Messung in der LVD Core Facility	76
4.33	Gammaspektrum der LVD Core Facility und des intrinsischen Unter- grunds	77
4.34	Geant4 Detektorgeometrie des 3“ NaI Detektors in der LVD Core Facility	78

4.35	Gammaspektrum der LVD CF, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum	78
4.36	Gammaspektrum der LVD CF, links: Daten gegen die einzelnen Monte Carlo Komponenten, rechts: Daten gegen das Monte Carlo Summenspektrum	79
4.37	Neutronenspektrum von AmBe	83
4.38	Elastischer Streuvorgang im Laborsystem	85
4.39	Inelastische Wechselwirkungsquerschnitte von Na und I	87
4.40	Der schematische Aufbau des 11“ NaI Detektors	88
4.41	Der 11“ NaI-Detektor	89
4.42	Standard-Schaltung des 11“NaI	89
4.43	Koinzidenz-Schaltung des 11“NaI	90
4.44	Energiekalibration des 11“ NaI-Detektors	92
4.45	Die Halbwertsbreite FWHM des 11“ NaI-Detektors als Funktion der Wurzel der Energie mit linearer Regression	93
4.46	Bestimmung des intrinsischen Untergrunds des 11“ NaI-Detektors . .	94
4.47	Neutronen induziertes Energiespektrum des 11“ NaI-Detektors	96
4.48	Reines Gamma-Spektrum von ^{228}Th im Vergleich zum reinen Neutronenspektrum von AmBe aufgenommen mit dem 11“ NaI-Detektor. Der Einfluß der Gamma-Ereignisse reicht bis zum Schnittpunkt der Spektren bei ca. 5 MeV. Der Bereich 5 - 10 MeV wird ausschließlich von Neutronen-Ereignissen verursacht.	96
4.49	Die Quellpositionen der AmBe-Quelle zur Bestimmung der Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors	97
4.50	AmBe-Neutronenkalibration zur Bestimmung der Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors. Der Untergrund ist im Vergleich zu den AmBe-Spektren in den vier unterschiedlichen Quellpositionen aufgetragen.	98
4.51	Spektren des radiogenen Neutronenflusses im LNGS Untergrundlabor ermittelt mit Monte Carlo Simulationen [Tzi08]	100
4.52	AmBe Kalibrationen mit 11“ NaI Detektor innerhalb der Bleiabschirmung und ohne Abschirmung	101
4.53	Messung des Neutronenuntergrunds am LNGS: Das Energiespektrum der Xenon Box und der LVD Core Facility aufgenommen mit dem 11“ NaI-Detektor.	102
4.54	Die Position des Detektors bei der Messung vor der Xenon Box . . .	103
4.55	Die Position des 11“ Detektors bei der Messung in der LVD CF . . .	104
4.56	Energiespektrum der Myonen induzierten Neutronen im LNGS [Tzi09].	106
5.1	Geant4 Detektorgeometrie für die Block-Approximation des XENON1T Detektors	110

5.2	Geant4 Detektorgeometrie für die Block-Approximation mit Blei- und Polyethylenschild für den XENON1T Detektor.	111
5.3	Gamma Single Scatter Rate in dru gegen die Energie in einer Tonne FV für die unterschiedlichen Schildddicken bis zu 75 cm Blei. Rechts wird nur die Region bei niedrigen Energien gezeigt, die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.	112
5.4	Bleidicke gegen Gamma Single Scatter Rate	112
5.5	Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen Neutronen gegen die Energie für die unterschiedlichen Schildddicken bis zu 150 cm Polyethylen. Das Spektrum zeigt die für Xenon typischen Resonanzen.	113
5.6	Single Nuclear Recoil Rate der kosmogenen Neutronen gegen die deponierte Energie für die unterschiedlichen Schildddicken bis zu 150 cm Polyethylen. Die typischen Xenonresonanzen treten auch hier in Form kleiner Dips im Niederenergetischen Bereich des Spektrums auf. . . .	114
5.7	Polyethylendicke gegen Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen und kosmischen Neutronen	114
5.8	Gamma Single Scatter Rate in dru gegen die Energie in einer Tonne FV für die unterschiedlichen Wasserabschirmungen bis zu 400 cm. Rechts wurde die Energieskala mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.	115
5.9	Schilddicke gegen Gamma Single Scatter Rate im Sensitiven Volumen (5 - 50 keV) ermittelt mit Hilfe der Blocksimulation für den Wasser-schild in der Halle B. Die geforderte Rate von $r < 10^{-5}$ dru wird bei einer Wasserabschirmung von 300 cm erreicht.	116
5.10	Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen Neutronen gegen die Energie für die unterschiedlichen Wasserabschirmungen bis zu 400 cm. Das Spektrum zeigt die für Xenon typischen Resonanzen.	117
5.11	Single Nuclear Recoil Rate der kosmogenen Neutronen gegen die deponierte Energie für die unterschiedlichen Wasserabschirmungen bis zu 400 cm.	117
5.12	Wasserdicke gegen Single Nuclear Recoil Rate der radiogenen und kosmischen Neutronen	118
5.13	Geant4 Detektorgeometrie des XENON1T Detektors mit äußerem Kryostaten, innerem Kryostaten, Vakuum, Teflon, flüssigem und gasförmigen Xenon.	119
5.14	Geant4 Geometrie für den XENON1T Detektor in der LVD Core Facility.	120
5.15	Geant4 Geometrie für den XENON1T Detektor in der Halle B des LNGS. Links: Der XENON1T Detektor ohne Wasserabschirmung. Rechts: Der XENON1T Detektor in der 300 cm Wasserabschirmung. .	120
5.16	Gamma Single Scatters x-y und r-z	122
5.17	Energiespektrum der Gamma Single Scatters in der LVD CF	122
5.18	Energiespektrum der Gamma Single Scatters in der LVD CF mit Abschirmung	123

5.19	Gamma Single Scatters Rate in 1,1t sensitiven Volumens in der für WIMP-Wechselwirkungen interessanten Region 5 - 50 keV _{NR} in der Halle B. Die Energieskala wurde mit Hilfe von Gleichung (5.1) reskaliert.	124
5.20	Energiespektrum der Gamma Single Scatters in Halle B mit Abschir- mung	125
5.21	Single Nuclear Recoil Scatter x-y und r-z	126
5.22	Single Nuclear Recoils radiogener Neutronen LVD	127
5.23	Single Nuclear Recoils radiogener Neutronen mit Abschirmung LVD .	128
5.24	Single Nuclear Recoils radiogener Neutronen Halle B	128
5.25	Single Nuclear Recoils kosmogener Neutronen LVD	130
5.26	Single Nuclear Recoils kosmogener Neutronen LVD mit Abschirmung	131
5.27	Single Nuclear Recoils kosmogener Neutronen Halle B	131
5.28	Single Nuclear Recoils kosmogener Neutronen Halle B mit Abschirmung	132

Tabellenverzeichnis

3.1	Die Haupteigenschaften des Large Volume Detektors	23
4.1	Die Haupteigenschaften des NaI-Detektors [Sai08]	56
4.2	Optimale Detektoreinstellungen	56
4.3	Die Peaks in Abbildung 4.15 wurden mit einer Gaußfunktion gefittet. Die Halbwertsbreiten $FWHM$ der Gaussfits sind in der Tabelle auf- gelistet und werden zur Bestimmung der Energie-Auflösung verwendet.	60
4.4	Aktivitäten der Kalibrationsquellen	62
4.5	Intrinsische Effizienzen für den 3“ NaI Detektor	62
4.6	Radioaktivität des verwendeten Bleis für die Messung der intrinsi- schen Gamma-Aktivität des NaI-Detektors [Fer08]	65
4.7	Monte Carlo Skalierungsfaktoren für den 3“ NaI Detektor	67
4.8	Intrinsische Aktivität für den 3“ NaI Detektor	67
4.9	Gamma-Aktivität in Halle A	71
4.10	Gamma-Aktivität in Halle B	72
4.11	Gamma-Aktivität in der Xenon Box	75
4.12	Gamma-Aktivität des Betons der Xenon Box gemessen mit GATOR .	75
4.13	Konservative Gamma-Aktivität in der LVD CF	79
4.14	Gamma-Aktivität in der LVD CF	80
4.15	Gamma-Aktivitäten am LNGS	81
4.16	Radioaktive Neutronenquellen	82
4.17	Einstellungen des Spannungsteilers	91
4.18	Elektronikeinstellungen an den NIM-Modulen und dem MCA, die für den 11 NaI-Detektor verwendet wurden.	91
4.19	Die Peaks in Abbildung 4.44 wurden mit einer Gaußfunktion gefit- tet. Die Halbwertsbreiten $FWHM$ der Gaussfits sind in der Tabelle aufgelistet und werden zur Bestimmung der Energie-Auflösung benötigt.	93
4.20	Neutronendetektionseffizienz des 11“ NaI-Detektors	99
4.21	Gamma-Aktivitäten am LNGS	105
5.1	Eingabeparameter der Wasserblocksimulationen	115
5.2	Gamma-Untergrund für XENON1T am LNGS	133
5.3	Neutronenuntergrund für XENON1T am LNGS	134
6.1	Gamma-Aktivitäten am LNGS	135
6.2	Gamma-Untergrund für XENON1T am LNGS	136

6.3	Neutronenuntergrund für XENON1T am LNGS	137
-----	---	-----

Literaturverzeichnis

- [A⁺05] E. Aprile et al. Scintillation response of liquid xenon to low energy nuclear recoils. *Physical Review D*, 72(7):072006–+, October 2005.
- [A⁺07] Agafonova et al. Status of the LVD experiment. *Bulletin of the Russian Academy of Science, Phys.*, 71:570–572, April 2007.
- [A⁺08] J. Angle et al. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory. *Physical Review Letters*, 100(2):021303–+, January 2008.
- [A⁺09] K. Arisaka et al. XAX: A multi-ton, multi-target detection system for dark matter, double beta decay and pp solar neutrinos. *Astroparticle Physics*, 31:63–74, March 2009.
- [A⁺10] E. Aprile et al. XENON 1T at LNGS. 2010.
- [ABf09] E. Aprile, L. Baudis, and for the XENON100 Collaboration. Status and Sensitivity Projections for the XENON100 Dark Matter Experiment. *ArXiv e-prints*, February 2009.
- [AF09] F. Arneodo and W. Fulgione. A low background facility inside the LVD detector at Gran Sasso. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 2:28–+, February 2009.
- [AGK⁺97] P. Antonioli, C. Ghatti, E. V. Korolkova, V. A. Kudryavtsev, and G. Sartorelli. A three-dimensional code for muon propagation through the rock: MUSIC. *Astroparticle Physics*, 7:357–368, October 1997.
- [Arp91] C. Arpesella. Background measurements at GRAN SASSO laboratory. 1991. Contribution to TAUP '91 Workshop, Toledo, Spain, Sep 9-13, 1991.
- [B⁺88] C. Bari et al. LVD at Gran Sasso. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 264:5–17, February 1988.
- [B⁺89] G. Bari et al. The large-volume detector (LVD) - a multipurpose underground detector at Gran Sasso. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 277:11–16, April 1989.
- [B⁺96] D. P. Bennett et al. The MACHO Project Dark Matter Search. In V. Trimble & A. Reisenegger, editor, *Clusters, Lensing, and the Future*

of the Universe, volume 88 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 95–+, 1996.

- [B⁺10] R. Bernabei et al. Particle Dark Matter and DAMA/LIBRA. In C. Cecchi, S. Ciprini, P. Lubrano, & G. Tosti, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1223 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 50–59, March 2010.
- [Bau06] L. Baudis. Dark Matter Searches. *International Journal of Modern Physics A*, 21:1925–1937, 2006.
- [BBS91] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *Royal Astronomical Society*, 249:523–537, April 1991.
- [Bis08] M. Bissok. Vergleich von Kalibrationsdaten des Xenondetektors mit Monte Carlo Simulationen und Simulation des externen Untergrundes, März 2008. Diplomarbeit.
- [C⁺01] B. Cabrera et al. Status of CDMS search for dark matter WIMPs. In J. C. Wheeler & H. Martel, editor, *20th Texas Symposium on relativistic astrophysics*, volume 586 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 107–118, October 2001.
- [C⁺06] D. Clowe et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *Astrophysical Journal*, 648:L109–L113, September 2006.
- [Can08] Canberra. Genie2000 Data Sheet, 2008.
- [Cie83] S. Cierjack. *Neutron Sources for Basic Physics and Applications*. Pergamon Press, 1983.
- [De 10] Massimiliano De Deo. Private Kommunikation, 2010.
- [Fer08] A.D. Ferella. GATOR Screening Results, 2008.
- [Gai04] R. J. Gaitskell. Direct Detection of Dark Matter. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 54:315–359, December 2004.
- [Gea] Collaboration Geant4. Geant4 Homepage.
- [Gia10] Antonio Giampaoli. Private Kommunikation, 2010.
- [Heu95] Gerd Heusser. Low-Radioactivity Background Techniques. *Annual Reviews Nucl. Part. Sci.*, 45:543–90, 1995.
- [INF06] Homepage INFN. LVD (Large Volume Detector), 2006.
- [J⁺65] J. Jortner et al. *J. Chem. Phys.* 42, 1965.
- [JKG96] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267:195–373, March 1996.

- [K⁺09] Kisiel et al. The ICARUS T600 Experiment in the Gran Sasso Underground Laboratory. *Acta Physica Polonica B*, 40:3049–+, November 2009.
- [Kim87] J. E. Kim. Light pseudoscalars, particle physics and cosmology. *Phys. Rep.*, 150:1–177, 1987.
- [Kno99] G.-F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 1999.
- [Lab09] B. Laboratories. 2009. <http://www.bell-labs.com/org/physicalsciences/projects/-darkmatter/darkmatter.html>.
- [Lab10] Brookhaven National Laboratory. Evaluated Nuclear Data File (ENDF), 2010. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
- [Leo94] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer, 1994.
- [LS96] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6:87–112, December 1996.
- [MA⁺03] MACRO Collaboration, M. Ambrosio, et al. Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories. *Astroparticle Physics*, 19:313–328, June 2003.
- [Man09] A. G. Manalaysay. *RESPONSE OF LIQUID XENON TO LOW-ENERGY IONIZING RADIATION AND ITS USE IN THE XENON10 DARK MATTER SEARCH*. PhD thesis, University of Florida, 2009.
- [Man10] A. Manalaysay. Towards an improved understanding of the relative scintillation efficiency of nuclear recoils in liquid xenon. *ArXiv e-prints*, July 2010.
- [ML04] D. Magaldi M. Laubenstein. Natural radioactivity of some paleosols from the Gran Sasso Range in the Italian Abruzzi - First Results, 2004.
- [Ni06] K. Ni. *Development of a liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search*. PhD thesis, University of Columbia, 2006.
- [Ort10] Ortec. ORTEC Homepage, 2010. <http://www.ortec-online.com/Solutions/applications-software.aspx>.
- [Per07] Rino Persiani. Private Kommunikation, 2007.
- [PQ77a] R. D. Peccei and H. R. Quinn. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review D*, 16:1791–1797, September 1977.
- [PQ77b] R. D. Peccei and H. R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38:1440–1443, June 1977.
- [PSI10] PSI. PSI Villigen, 2010.

- [RF70] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophysical Journal*, 159:379–+, February 1970.
- [S⁺06] Szelc et al. The Current Status of the WARP Experiment. *Acta Physica Polonica B*, 37:1997–+, July 2006.
- [S⁺07] D. N. Spergel et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 170:377–408, June 2007.
- [S⁺09] J. Schmalzer et al. Status of the CRESST Dark Matter Search. In B. Young, B. Cabrera, & A. Miller, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1185 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 631–634, December 2009.
- [Sai08] Sekurit Saint Gobain. Sodium Iodide Data Sheet, 2008.
- [Sel08] Marco Selvi. *A study of LVD as muon veto and active shielding for dark matter experiments*. IDM, 2008.
- [Sel10] Marco Selvi. Private Kommunikation, 2010.
- [Sf08] A. A. Smolnikov and for the GERDA Collaboration. Status of the GERDA experiment aimed to search for neutrinoless double beta decay of ^{76}Ge . *ArXiv e-prints*, December 2008.
- [SOU02] SOURCES. SOURCES4a, 2002.
- [Sto05] W. Stolz. *Radioaktivität*. Teubner, 2005.
- [Suz08] Y. Suzuki. XMASS experiment. In *Identification of Dark Matter 2008*, pages 1–+, 2008.
- [Tdt09] The Cuore Collaboration, S. di Domizio, and the CUORE Collaboration. Status of CUORE and results from CUORICINO. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 197:9–14, December 2009.
- [Te08] Y.-F. Te. Messung der Gamma-Aktivität im Large Volume Detektor im Gran Sasso Untergrundlabor, December 2008. Bachelorarbeit.
- [TGG⁺00] D. R. Tovey, R. J. Gaitskell, P. Gondolo, Y. Ramachers, and L. Roszkowski. A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches. *Physics Letters B*, 488:17–26, August 2000.
- [TRU07] TRUMP. TRUMP-PCI 8k/2k Multichannel Buffer, 2007.
- [Tzi08] Eirini Tziaferi. *Expected neutron rates for $\text{Xe}100$ from (α, n) and spontaneous fission from U-238 , U-235 and Th-232 in Gran Sasso rock and concrete*. Internal Note, 2008.

- [Tzi09] Eirini Tziaferi. *Expected neutron flux and rates from cosmic-rays muons for XENON100*. Internal Note, 2009.
- [WJRv04] H. Wulandari, J. Jochum, W. Rau, and F. von Feilitzsch. Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited. *Astroparticle Physics*, 22:313–322, November 2004.
- [Zwi37] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophysical Journal*, 86:217–+, October 1937.